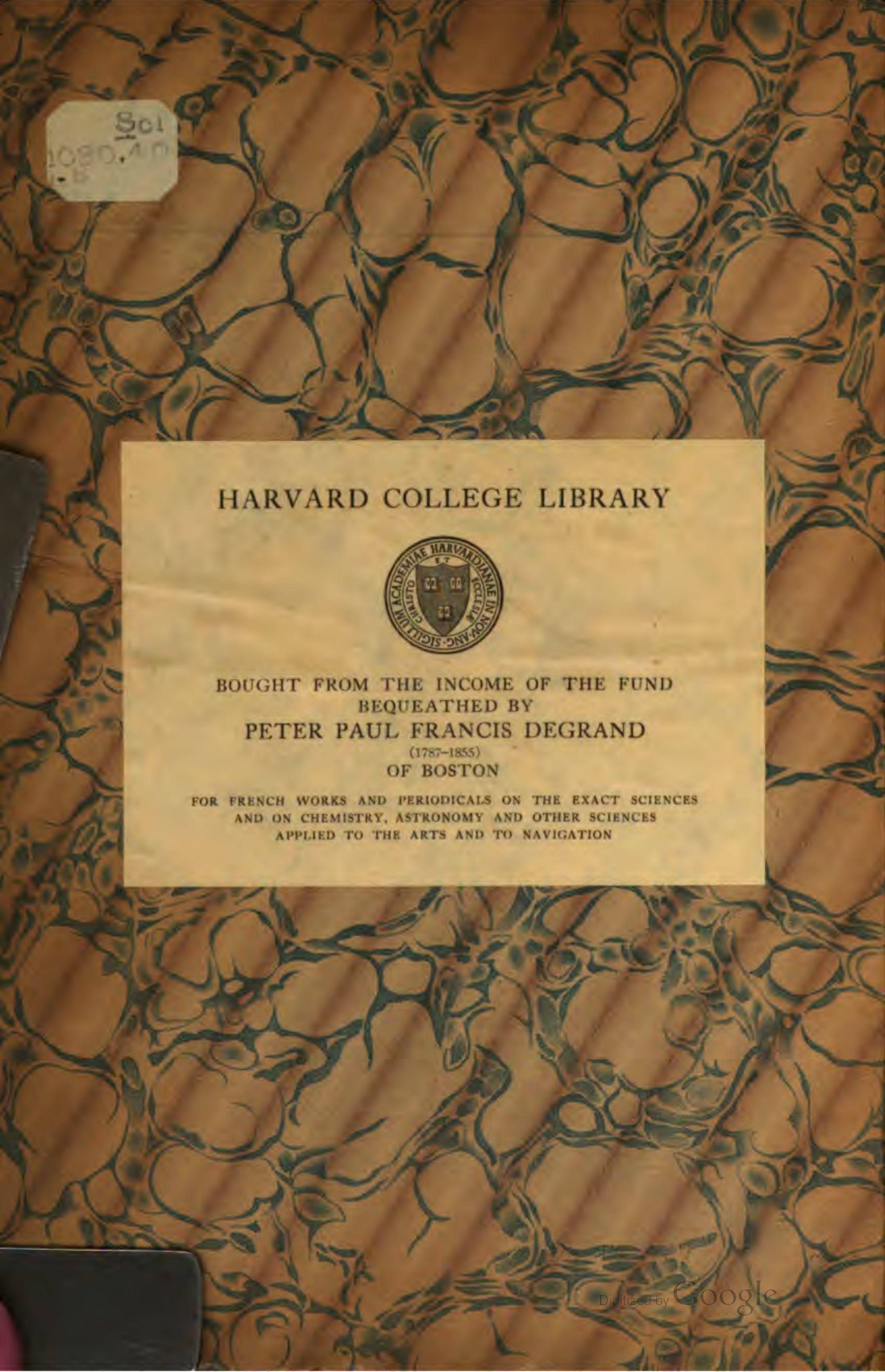

Sci
1080.40
.5



SOCIÉTÉ FRANÇAISE

DE PHYSIQUE

ANNÉE 1907.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

BULLETIN DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE,

RECONNUE COMME ÉTABLISSEMENT D'UTILITÉ PUBLIQUE
PAR DÉCRET DU 15 JANVIER 1881.

ANNÉE 1907.

PARIS,
AU SIÈGE DE LA SOCIÉTÉ,
44, RUE DE RENNES, 44.

1907

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

Sur les actions chimiques de la lumière;

Par M. P. Villard (1).

PHÉNOMÈNES DE CONTINUATION.

Pseudo-continuation. — *Phénomènes de seuil.* — Pour toutes les préparations photographiques, il existe une pose minima au-dessous de laquelle il ne se produit aucun effet appréciable : c'est le *seuil.* Supposons alors qu'une moitié d'une plaque au gélatino-bromure ait reçu une impression très légèrement inférieure à ce seuil; sur la totalité de la plaque, recevons maintenant une image à laquelle nous donnerons une pose qui, pour les grandes lumières de cette image, sera aussi égale au seuil. Sur la moitié n'ayant reçu aucune impression préalable, le développement ne fera rien apparaître. Sur l'autre moitié, le seuil, déjà presque atteint par le voile, sera franchi sur presque tous les points où auront agi les lumières de l'image, et celle-ci apparaîtra sur un fond qui sera resté blanc. Son intensité, sans atteindre celle d'une bonne épreuve, pourra, cependant, être notable. Toutes les radiations capables d'impressionner la surface sensible conviendront pour obtenir ce résultat; mais une condition essentielle devra être observée, celle de limiter les temps de pose d'une manière tout à fait stricte, soit au moyen d'obturateurs précis, soit plus simplement en prenant une source faible qui permette des expositions de quelques secondes, faciles à évaluer. L'expérience, aisément réalisable, donne des résultats entièrement conformes aux prévisions précédentes (2).

(1) Séance du 5 janvier 1906.

(2) On obtient ainsi, avec les préparations à développement, des images relativement intenses, ce qui confirmerait l'hypothèse déjà faite que l'action du révélateur, nulle ou négligeable au-dessous d'une certaine durée d'exposition, croît rapidement à partir d'une certaine pose : l'intensité du noir obtenu est alors pro-

Ces effets de seuil ne sont nullement particuliers à la photographie : de simples teintes de lavis, partiellement superposées, donnent des résultats semblables à ceux qu'on obtient par l'action de la lumière sur un papier à noircissement direct. Ce sont là de simples effets d'addition, qui se produisent toutes les fois que deux expositions successives s'ajoutent, mais ne sont réellement frappants qu'au voisinage immédiat du seuil; ils sont alors d'autant plus marqués que le développement donne pour les poses courtes un noircissement qui augmente plus rapidement que ne le comporterait une loi de simple proportionnalité.

Phénomènes de continuation. — Il est à peine nécessaire de rappeler l'expérience célèbre faite par Ed. Becquerel, et consistant à recevoir un spectre solaire sur une bande de papier pour noircissement direct (chlorure et *azotate* d'argent) dont une moitié a été légèrement voilée. Sur cette moitié, et sur celle-là seulement, le papier noircit jusque dans l'orangé du spectre (limite entre C et D solaires).

Cette expérience peut être aisément répétée sans même se servir d'un spectroscope. De simples verres jaunes et verts convenablement choisis (1) suffisent pour cela : ils permettent d'agir sur de grandes surfaces et de développer, en quelque sorte, de véritables épreuves photographiques.

On prendra, par exemple, une feuille de papier pour noircissement direct, albuminé ou salé, qu'on exposera d'abord à la lumière du jour sous un négatif, pendant quelques secondes, jusqu'à ce que les grands noirs commencent à apparaître (2). On supprime alors

---

portionnelle non à la durée de pose, mais à l'excès de cette durée sur un certain seuil. La loi du noircissement en fonction de la quantité de lumière reçue aurait quelque analogie avec la loi d'aimantation du fer. Avec les papiers à noircissement direct, il n'en est pas ainsi; pour les poses faibles, la teinte varie proportionnellement à la pose. Si elle est invisible pour une certaine exposition (seuil), elle ne peut être intense pour le double de cette exposition.

(1) Les verres jaunes ordinaires sont médiocrement limpides; il est préférable d'employer les verres plaqués dits à l'argent, qui absorbent moins de lumière. Mais ces verres sont presque tous de la même teinte, ce qui oblige à en superposer deux ou trois pour arrêter le bleu; ils ont en outre le défaut grave de laisser souvent passer une partie du violet, comme on peut s'en assurer au spectroscope : c'est surtout le bleu qu'ils suppriment. L'addition d'un verre vert fait disparaître le violet et supprime également le rouge, qui est nuisible, comme on le verra plus loin.

(2) Les expressions « noirs » et « blancs », « opaque », « transparent », se rapportent, bien entendu, à l'épreuve photographique, positive ou négative, et les mots « lumières » et « ombres » au sujet photographié.

le cliché et on expose le papier au soleil, sous des verres jaunes et verts supprimant complètement le bleu et le violet. Au bout d'une dizaine d'heures, l'image a acquis l'intensité d'une épreuve ordinaire; les détails, tout à fait invisibles avant l'action des rayons jaunes, sont parfaitement apparents, et les blancs sont restés intacts.

L'exposition préalable sous le cliché ne comporte pas de limite supérieure; mais il est évidemment sans intérêt de partir d'une image déjà intense. Comme limite inférieure, on peut prendre le dixième de la pose qui fait apparaître les grands noirs, soit environ $\frac{1}{4}$ à $\frac{1}{2}$ seconde à la lumière du ciel, sous un cliché d'une transparence parfaite (papier découpé).

La présence d'un sel d'argent soluble est, comme l'avait reconnu Ed. Becquerel, rigoureusement nécessaire : il suffit, pour s'en convaincre, de faire une expérience comparative (épreuve stéréoscopique, par exemple) avec deux papiers pris dans la même feuille, mais dont l'un a été soit simplement lavé, soit traité par un chlorure alcalin qui précipite l'azotate d'argent et accroît ainsi la dose de chlorure d'argent de la préparation, l'excès de chlorure alcalin étant ensuite enlevé par lavage. Dans ces conditions, quelles que soient les impressions qu'on donne à ces papiers en lumière blanche, la continuation sous les verres colorés a toujours lieu pour le papier témoin non lavé, elle n'a jamais lieu sur celui privé d'azotate d'argent (1).

On peut employer d'autres préparations que les papiers à noircissement direct : Les plaques et papiers au gélatino-bromure et gélatino-chlorure d'argent permettent d'obtenir des effets analogues, à la condition de les additionner d'un sel d'argent soluble. Il faut, en outre, choisir des préparations à grain aussi fin que possible (plaque Perron ou Ilford pour tons chauds); la manière la plus simple d'opérer consiste à exposer d'abord la plaque au châssis-presse sous un négatif jusqu'à l'apparition des grands noirs de l'image, puis à la traiter par la lumière jaune dans un bain d'azotate d'argent très étendu.

L'azotate d'argent peut, dans ces expériences, être remplacé par

(1) Il est souvent difficile de supprimer par lavage toute trace d'effet continuateur. Mais, avec certains papiers, on arrive à rendre négligeable cette continuation résiduelle, et on la supprime d'une manière absolument complète en remplaçant le papier par une plaque au gélatino-bromure d'argent.



une solution de chlorure ou bromure d'argent dans l'ammoniaque ou l'hyposulfite de soude. Avec le gélatino-chlorure d'argent, il suffit même de quelques gouttes d'ammoniaque dans l'eau pure; il se dissout un peu du chlorure d'argent de la plaque, et la continuation a lieu.

Les images obtenues ainsi sont toujours beaucoup moins intenses qu'avec les papiers dits pour noircissement direct, dans lesquels le chlorure d'argent est simplement précipité. D'après les essais faits avec des émulsions de divers grains, c'est à la plus ou moins grande finesse de ce grain qu'il faut attribuer ces divergences, qu'on retrouve, d'ailleurs, dans tous les développements dits physiques.

On augmente beaucoup l'intensité des effets continuateurs en ajoutant au papier sensible des substances convenablement choisies. Par exemple on immergera le papier, après impression, dans une solution étendue d'acide oxalique et on l'exposera ainsi aux rayons jaunes et verts : l'insolation directe devient alors inutile, la lumière diffuse du jour suffit et on obtient des images très intenses. On peut encore employer l'acide tartrique et préparer le papier en l'imprégnant d'abord d'un chlorure alcalin, puis, après séchage, le posant sur un bain d'azotate d'argent additionné d'acide tartrique [1]. Ce papier est moins sensible à l'indigo, au bleu et au vert, que les préparations usuelles à l'acide citrique; mais il donne des images de continuation plus vigoureuses et permet de faire intervenir tout le vert du spectre et même le commencement du bleu.

La question se pose immédiatement de savoir si cette continuation équivaut à un accroissement de pose. Il suffit, pour montrer qu'il n'en est rien, de faire intervenir un révélateur ordinaire, à l'hydroquinone par exemple [2]. On impressionne un papier sous un cliché stéréoscopique sans aller jusqu'à commencement d'apparition de l'image (le dixième de cette pose suffit); on traite une moitié du papier par la lumière jaune jusqu'à ce que l'image soit bien visible, puis on fait agir le révélateur. On constate alors que la moitié continuée et celle qui ne l'a pas été commencent à se développer en

(1) Le papier ainsi préparé se conserve presque indéfiniment, l'acide tartrique n'étant réducteur qu'en présence d'un alcali.

(2) Les papiers à noircissement direct peuvent, moyennant quelques précautions, se développer passablement : on les lave pour enlever l'azotate d'argent, et on les traite par un bain plus étendu que celui ordinairement employé. Il ne faut se servir dans ces expériences que de papiers récemment préparés et n'ayant pas été voilés.

même temps, montent parallèlement, et s'arrêtent simultanément. Celle des deux images qui avait été renforcée par continuation ne conserve sur l'autre que l'avance plus ou moins forte qu'elle avait au début. En d'autres termes, il y avait sur la surface sensible une image invisible : les rayons jaunes et verts ont déposé sur cette image de l'argent réduit constituant ce qu'on peut appeler une image de continuation ; celle-ci n'a en rien augmenté l'aptitude de l'image primitive à se développer ; elle est pour le révélateur aussi inerte qu'un lavis à l'encre de Chine au moyen duquel on aurait simulé un renforcement de l'image.

Si, au contraire, l'inégale intensité des deux images est obtenue par une différence d'exposition en lumière blanche, l'image plus exposée se développe beaucoup plus rapidement que l'autre.

Le phénomène de la continuation ne constitue donc pas une excitation supplémentaire capable de remplacer une partie de la pose ; il est l'analogue d'un véritable développement. Traiter par l'hydroquinone une image renforcée par continuation équivaut à soumettre d'abord cette image à un premier développement, qu'on arrêterait à un certain moment pour le remplacer par un second, ce qui ne compenserait en rien une insuffisance de pose.

On voit par ce qui précède que les plaques au gélatino-bromure d'argent exemptes de tout sel soluble ne peuvent en aucune manière donner lieu à un phénomène quelconque de continuation. Une plaque de ce genre, exposée dans un appareil photographique pendant un temps aussi court ou aussi grand que l'on voudra, jusqu'à apparition d'une image par noircissement direct par exemple, ne donnera lieu à aucun renforcement [1] par l'action ultérieure des rayons verts, jaunes ou rouges, agissant uniformément sur toute la plaque ; elle se voilera simplement. Il est également illusoire de chercher à renforcer par les rayons jaunes, en vue cette fois du développement, une image sous-exposée sur plaque au gélatino-bromure [2].

---

(1) Par noircissement direct, bien entendu.

(2) Il s'est créé, à l'occasion de l'expérience d'Ed. Becquerel, une légende d'après laquelle on exalterait la sensibilité d'une plaque en la voilant d'abord très légèrement, ce qui permettrait l'action des rayons jaunes et verts et augmenterait ainsi le nombre des radiations utilisables pour l'obtention de l'image. On voit que cette interprétation est inexacte : tout ce que peut donner un voile préalable, qu'il faut prendre égal au seuil, est de permettre à une impression ultérieure, égale ou inférieure même à ce seuil, de donner prise au révélateur, comme il a été dit au début de cet article. En fait, si l'on admet volontiers l'efficacité de cet artifice, par contre on évite généralement d'en faire usage.

Ce renforcement par continuation est analogue à un développement physique, tel qu'on peut le réaliser avec le mélange classique d'azotate d'argent et d'acide gallique, qui d'ailleurs est plus actif en

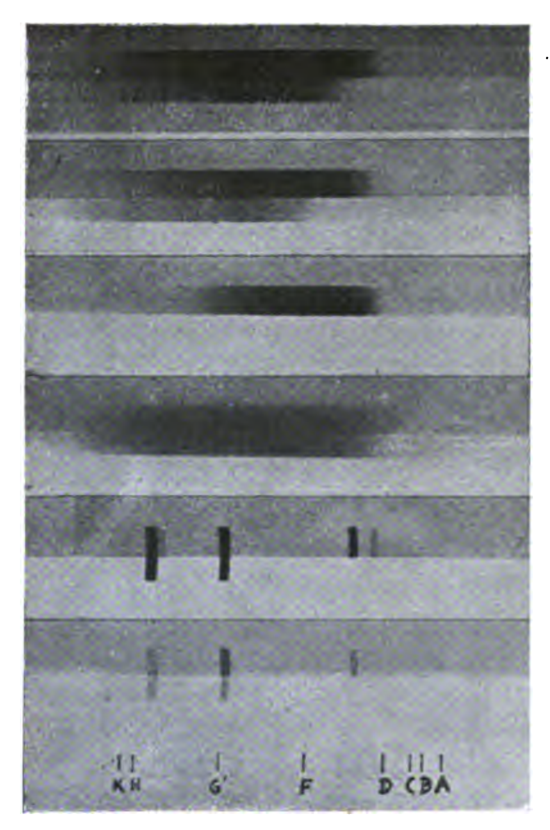


Fig. 1.

Spectres divers sur papiers sensibles dont la moitié supérieure a été voilée : 1° Spectre solaire sur papier ordinaire ; 2° Spectre solaire sur papier à l'acide tartrique ; 3° Spectre de la lampe Nernst sur papier à l'acide tartrique : action sensiblement nulle sur la moitié non voilée ; 4° Spectre solaire sur papier sensible lavé ; 5° Spectre de la lampe à mercure ; 6° Même expérience, arrêtée au bout d'un temps moindre.

Nota. — La teinte générale grise tient à la reproduction. Seule la première image est obtenue sur papier teinté, les autres sont sur papier blanc, ainsi que les indications relatives aux raies du spectre solaire.

lumière jaune qu'à l'obscurité. C'est une véritable argenture de l'image plus ou moins visible fournie par l'action de la lumière blanche ou plutôt des rayons violets et bleus. Dans les deux cas, le résultat est d'autant meilleur que le grain est plus fin. Une diffé-

rence doit cependant être signalée : l'acide gallique en présence d'azotate d'argent peut renforcer, développer si l'on veut, une image après fixage, et cela se comprend aisément, car ce bain, capable d'argenter le verre ou la porcelaine, peut évidemment déposer du métal sur les parcelles d'argent réduit laissées par le fixateur. La lumière continuatrice n'agit, au contraire, que si l'épreuve n'a pas été fixée[1]. Ceci établit de plus que les images produites par le noircissement direct du chlorure d'argent à la lumière sont d'une autre espèce que les images qui subsistent après fixage des premières. D'autres expériences, dont la description sera faite ultérieurement, confirment cette manière de voir.

Le rôle que jouent dans ce phénomène les diverses radiations du spectre est facile à déterminer. Il suffit d'employer un spectroscope photographique[2] et de recevoir le spectre d'une source (soleil, lampe Nernst, arc à mercure) sur une bande de papier sensible dont une moitié est légèrement voilée (voile faiblement visible, par exemple). La *fig.* 1 montre les résultats obtenus. Ces épreuves sont reproduites telles qu'elles étaient au sortir de l'appareil, c'est-à-dire sans développement, fixage, ou même lavage.

On voit immédiatement que, dans l'extrême violet, le bénéfice que donne le voile préalable est à peu près nul : il constitue une constante peu importante ajoutée à l'impression subséquente ; la différence des intensités sur la partie voilée et sur celle qui ne l'est pas étant invariable, le rapport de ces intensités tend rapidement vers l'unité. Pour cette région du spectre, le voile équivaut à une teinte donnée au papier ; il est simplement additif.

Dans le bleu, et plus encore dans le vert et le jaune, il en est tout autrement. Le moindre voile augmente dans une proportion énorme l'action de ces couleurs ; il la multiplie dans un rapport d'autant plus grand qu'on avance davantage vers le jaune orangé, qui, en l'absence du voile, serait pratiquement inactif. L'épreuve obtenue avec la lampe

(1) On peut le montrer en fixant une image de noircissement direct faible, puis ajoutant, après lavage, de l'azotate d'argent, ou même un précipité de chlorure d'argent avec excès d'azotate d'argent. L'image, bien que visible, est tout à fait insensible à l'action des rayons continuateurs.

(2) Pour les expériences de ce genre, j'ai fait construire par M. Pellin une chambre noire pouvant recevoir des plaques format vérascope (45 × 107) et s'adaptant à la place de la lunette d'observation d'un spectroscope à deux prismes. L'étendue totale du spectre est égale à la longueur de la plaque sensible. L'objectif de la lunette, dont le champ eût été insuffisant, est remplacé par un objectif simple d'Hermagis.

Nernst, source très pauvre en violet, est particulièrement frappante: sur papier à l'acide tartrique, le spectre est intense dans la région voilée, complètement absent sur l'autre moitié de l'épreuve.

L'emploi de la lampe à mercure rend ces effets encore plus apparents, à cause de la discontinuité de son spectre qui supprime les transitions. On a, en outre, l'avantage que, la lumière étant ici composée seulement de quelques radiations simples, l'éclat de chaque raie peut être très grand, bien que la lumière totale soit faible ; la diffusion par le système optique devient insignifiante, et on peut la réduire autant qu'on veut en prenant une fente étroite.

Avec cette source, et dans le cas d'un voile faible, mais visible, on observe sur papier à l'acide tartrique ce qui suit :

La raie indigo apparaît la première et cela sur la partie voilée seulement (au bout de vingt à vingt-cinq minutes). Quelques minutes après, la principale raie violette se dessine, d'abord sur la moitié voilée par effet de seuil, et presque aussitôt sur la moitié non voilée du papier [1].

Une moitié de la raie verte apparaît ensuite (trente-cinq à cinquante minutes), et c'est seulement après que se montre la seconde moitié de la raie indigo (deux heures), et enfin, au bout de plusieurs heures, une moitié de la raie jaune.

Au bout de trente heures, la région non voilée ne montre pas trace de la raie verte ou de la raie jaune.

L'hypothèse d'un accroissement de sensibilité par l'effet d'un léger voile obligerait à admettre que, pour le vert, cette sensibilité est devenue *au moins* 50 fois plus grande et, de plus, presque égale à celle qui correspond au violet, alors que, pour cette dernière couleur, elle n'aurait pas varié.

Si, au contraire, la continuation est un développement, tout se simplifie : le violet est uniquement excitateur; son action s'ajoute simplement à celle du voile; c'est une prolongation de la pose ou une pose en deux temps et rien de plus. L'indigo est moins excitateur que le violet, mais renforce mieux que lui une impression préalable sur papier à l'acide tartrique. Sur ce même papier, le bleu est presque

(1) La raie violette apparaissant avant la raie indigo sur le papier non voilé, après elle sur le voile visible, il existe évidemment un voile tel que les deux raies se montrent en même temps. Suivant qu'on aura dépassé ce voile ou qu'on sera resté en deçà, ce sera l'une ou l'autre des raies en question qui apparaîtra la première.



uniquement, mais énergiquement, révélateur. Le vert et le jaune, pratiquement inactiniques pour cette préparation, sont cependant capables de développer complètement une image.

Tous ces effets cessent entre C et D solaires, vers la raie orangée du lithium. Au delà de cette limite, il est *impossible* d'impressionner ou de *continuer* les papiers au chlorure d'argent.

Si on intervertit l'ordre des radiations, et qu'on fasse agir par exemple l'indigo avant le violet sur papier à l'acide tartrique, le noircissement est, malgré l'actinisme élevé de l'indigo, beaucoup moins intense que pour l'ordre inverse, chaque couleur agissant, bien entendu, pendant le même temps dans l'une et l'autre expérience. La différence est encore plus grande pour le bleu, le vert et le jaune. Avec les papiers à l'acide citrique, la dissymétrie ne se manifeste qu'à partir du bleu.

Rien de semblable ne s'observe dans le noircissement direct du gélatino-bromure d'argent : l'ordre des actions est indifférent.

L'expérience, répétée avec du chlorure d'argent sans azotate, sans acide citrique ou tartrique, montre qu'il ne subsiste plus alors que d'insignifiants effets de seuil aussi bien à l'une qu'à l'autre extrémité du spectre. D'autre part, le noircissement augmente beaucoup moins vite en fonction du temps qu'avec les papiers à azotate d'argent, bien que la sensibilité initiale soit peu différente ; ce fait est aisé à vérifier en exposant au soleil une plaque au gélatino-chlorure d'argent ; même au bout de plusieurs heures, la teinte obtenue n'est que grisâtre.

Par contre, la sensibilité au vert et au jaune est plus forte qu'avec les papiers à l'acide tartrique.

La différence des actions produites par le vert et le violet est encore mise en évidence par l'expérience dont le résultat est représenté *fig.* 2. Une moitié de l'épreuve stéréoscopique, soumise à la lumière verte, s'est développée sans se voiler. Une partie de l'autre moitié, exposée pendant le même temps aux rayons violets, s'est voilée sans se développer, et tout s'est passé pour elle comme si, au moyen d'encre de Chine, on avait recouvert cette partie de l'épreuve d'une teinte uniforme.

On voit facilement quel parti on peut tirer de ces effets pour accentuer les contrastes d'une épreuve photographique et obtenir sur papier à noircissement direct un positif plus vigoureux que le cliché. Prenant un papier au citrate d'argent (ou mieux un papier contenant un peu d'acide tartrique), on produira d'abord une image

très faible, telle que, sous les grands noirs du cliché, il n'y ait pas d'impression sensible; cela fait, mais cette fois sans retirer le cliché, on exposera le châssis-presse au soleil sous un verre vert doublé d'un faible verre jaune. L'image se renforcera, mais surtout par continuation.





Fig. 2.

Papier à l'acide tartrique impressionné sous un cliché stéréoscopique. Une moitié de l'image de droite a été réservée comme témoin de la valeur de l'impression. L'image de gauche et la seconde moitié de l'image de droite ont été exposées au jour ensemble, l'une sous des verres verts, l'autre sous des verres violets (le cliché étant supprimé).

Ce renforcement sera proportionnel à l'intensité des diverses parties de l'image et à la quantité de lumière continuatrice transmise par les régions correspondantes du cliché qui recouvre cette image. Or ces deux grandeurs sont proportionnelles à la transparence des diverses plages du cliché. Ce sera donc du carré de cette transparence que dépendront les valeurs relatives des noirs et des blancs, d'où accentuation considérable des contrastes [1]. On a vu d'ailleurs par l'expérience rapportée plus haut (*fig.* 2) que l'action *uniforme* du vert jaune donne déjà une image satisfaisante; si cette action, au lieu d'être uniforme, se fait au travers du cliché, les contrastes seront nécessairement exagérés.

C'est dans cet ordre d'idées qu'il convient de chercher l'explication de l'artifice employé par les photographes pour le tirage des clichés faibles, et consistant à les couvrir d'un verre jaune ou vert; si on employait un verre violet [2], on aurait précisément un résultat

---

(1) Ce sera exactement comme si on pouvait développer une épreuve en faisant agir le révélateur non pas uniformément, mais avec une activité plus grande sur les plages fortement impressionnées.

(2) Ou mieux un dispositif ne laissant passer que le violet sans indigo ni bleu.

inverse, et cela quel que soit l'affaiblissement de la lumière par ce verre et le ralentissement consécutif du tirage.

Le processus de noircissement des papiers à noircissement direct est maintenant facile à analyser. L'expérience montre que, sur ces papiers, la venue de l'image, lente au début de l'exposition, subit bientôt une sorte d'accélération : ce phénomène est dû à l'intervention des rayons qui viennent continuer ou développer l'impression déjà produite (jaune, vert, bleu et même indigo pour les papiers à l'acide tartrique).

Soit, en effet, N le noircissement produit au bout d'un temps t, n celui que donneraient les rayons violets seuls et qui est à peu près proportionnel au temps, on a :

$$n = Kt \text{ (1)};$$

pendant un temps dt, n augmente de Kdt ; d'autre part, les rayons continuateurs produisent dans le même temps une réduction proportionnelle à l'impression déjà reçue n et au temps dt. Soit $K'ndt$ cette action, le noircissement total dN est donc :

$$dN = dn + K'ndt,$$

ou :

$$dN = Kdt + KK'tdt;$$

le noircissement étant nul au temps zéro, on a :

$$N = Kt + \frac{KK'}{2} t^2.$$

C'est l'équation d'une parabole passant par l'origine, la tangente en ce point étant la droite $N = Kt$, dont l'inclinaison représente la sensibilité initiale. L'accélération est ainsi expliquée et on voit qu'elle n'existe pas avec les préparations telles que le gélatino-bromure d'argent, pour lesquelles K' est nul. Elle disparaîtra encore si l'on fait le tirage en lumière violette, ce qui supprime la continuation, et les épreuves sont alors grises.

Il est remarquable de voir des rayons d'actinisme médiocre ou

(1) Cette loi n'est exacte qu'en première approximation. En réalité, le noircissement croît moins rapidement, le chlorure réduit faisant écran pour la lumière incidente. Le calcul n'est toutefois pas différent en admettant que l'impression suive une loi représentée par une branche de parabole tournant sa concavité vers l'axe des temps.



presque nul jouer dans certains cas, en présence de certaines substances, le rôle d'un véritable révélateur, et développer complètement une image en moins de temps qu'ils n'en mettraient à produire un voile sensible. Il est encore plus singulier que cette propriété disparaisse quand on arrive à la région d'actinisme maximum, c'est-à-dire dans l'extrême violet.

PHÉNOMÈNES DE DESTRUCTION.

Les phénomènes de destruction, découverts par Ed. Becquerel, ont une généralité beaucoup plus grande que les effets continuateurs; ils n'exigent pas, comme ces derniers, la présence d'un sel d'argent soluble et peuvent, par suite, être observés avec toutes les préparations photographiques et même avec d'autres substances.

Le cas le plus simple et le plus frappant est celui du platinocyanure de baryum. On sait que ce sel, soumis à l'action des rayons X, brunit progressivement et perd en grande partie ses propriétés fluorescentes; or il suffit de l'exposer ensuite à la lumière pour faire disparaître la teinte brune et rétablir le sel dans son état primitif; l'expérience peut être répétée un grand nombre de fois avec le même écran et donne constamment le même résultat. Quelle que soit la transformation physique ou chimique qui s'est produite, il est manifeste que l'action de la lumière a été exactement inverse de celle des rayons X.

Les radiations lumineuses qui produisent la régénération du platinocyanure de baryum forment dans le spectre trois groupes distincts situés respectivement dans le vert, le jaune et le rouge.

Si on renversait l'ordre de l'expérience, la lumière agissant la première ne produirait rien, et les rayons X venant après bruniraient le sel. Les rayons X et la lumière ne sont pas interchangeables.

Dans cette expérience, comme dans tous les phénomènes de destruction, le retour à l'état initial est d'autant plus rapide, ou exige une quantité de radiations d'autant moins grande que l'impression primitive était plus faible.

On obtient des résultats tout à fait analogues en prenant une plaque photographique (plaque Jougla) au gélatino-bromure d'argent et la traitant successivement par les rayons X et par la lumière. Le phénomène est toutefois moins simple si on emploie la

lumière blanche, attendu que celle-ci peut impressionner la plaque sans le concours préalable des rayons X, ce qui n'avait pas lieu pour le platinocyanure de baryum. Néanmoins, si la plaque a été exposée pendant une à deux minutes à des rayons X intenses (pose relativement faible, car il faudrait dix à quinze minutes pour obtenir un commencement de solarisation), puis traitée par la lumière (une minute à 40 centimètres d'un bec Auer), on constate que cette plaque est redevenue capable de donner une radiographie négative ordinaire, avec un temps de pose peu différent de celui qu'exigerait une plaque non traitée. Le gélatino-bromure voilé par les rayons X a donc été ramené par la lumière à un état qui, pour les rayons X, est peu différent de l'état initial. Bien entendu, la plaque restaurée pour les rayons X ne l'est pas pour la lumière et ne peut plus donner une photographie.

Si on inverse l'ordre dans lequel on fait agir les radiations, la destruction n'a plus lieu; les rayons X ajoutent leur action à celle de la lumière, mais ne la détruisent pas; avec les temps de pose convenant à l'expérience précédente, on aurait non pas une bonne radiographie, mais une épreuve entièrement noire.

Pour analyser le phénomène, il convient de prendre une série de plaques semblables qu'on expose respectivement aux rayons X pendant des temps croissant depuis zéro jusqu'à cinq minutes, et qu'on traite toutes ensemble par une même lumière croissant d'un bord à l'autre de la plaque de zéro à cinq minutes, par exemple à 50 centimètres d'un bec Auer. Les résultats du développement sont les suivants :

Pour la première plaque (pas de rayons X), le noircissement part de zéro, croît jusqu'à un maximum M (pour une minute de pose environ), puis redescend par effet de solarisation.

Sur les plaques suivantes, le noircissement ne part pas de zéro; sur le bord non exposé à la lumière, il a la valeur qui correspond à l'action des rayons X seuls : je l'appellerai le *noir initial*. En avançant vers le côté le plus éclairé de la plaque, le noircissement augmente encore, mais le maximum est atteint plus tôt, et il est inférieur à M. La descente ultérieure est ensuite plus accentuée qu'en l'absence des rayons X.

A mesure qu'on avance dans la série des plaques, le noir initial augmente, le maximum est atteint de plus en plus vite et baisse de plus en plus.

Pour une certaine exposition aux rayons X (une minute environ), le maximum se confond avec le noir initial ; le noircissement ne fait ensuite que descendre sous l'action de la lumière et tombe presque à zéro. Pour cette pose (pose stricte), toute exposition à la lumière, si courte qu'elle soit, ne fait qu'amoindrir le noircissement. Si on dépasse un peu cette exposition stricte aux rayons X, les résultats sont encore bien plus nets, le noir initial est plus intense, et une plaque ainsi traitée, puis utilisée dans un appareil photographique ordinaire et développée par les méthodes usuelles [1], fournit une image positive directe détaillée et vigoureuse. Dans cette image, les noirs sont produits par les rayons X et les blancs par la lumière ; si l'exposition aux rayons X a dépassé la pose stricte indiquée plus haut, toutes les parties de l'image seront positives, car, si faible qu'ait été l'action de la lumière (détails dans les grandes ombres du sujet), cette action aura éclairci le noir dû aux rayons X. Les blancs s'obtiendront très purs, presque aussi transparents que ceux d'un positif pour projection, si l'exposition à la lumière a été assez longue pour que l'impression produite par les rayons X soit totalement détruite dans les plages représentant, par exemple, des nuages blancs, des glaciers ou simplement le ciel. Comme on le verra plus loin, toutes les radiations spectrales sont actives dans cette expérience, et l'épreuve est à peu près orthochromatique.

L'exposition à la lumière doit toutefois être très longue, ce qui exclut la photographie instantanée. Dans les conditions où on aurait, par ce procédé ordinaire, une bonne épreuve en $\frac{1}{10}$ de seconde, il faut poser au moins une minute, c'est-à-dire 600 fois plus.

Supposons enfin qu'on dépasse beaucoup la pose stricte et qu'au lieu de deux minutes d'exposition aux rayons X on arrive à quinze minutes ou vingt minutes, il y a un commencement de solarisation de la plaque ; ce que j'ai appelé le noir initial est moindre que pour des expositions plus courtes ; mais l'action affaiblissante de la lumière reste la même.

Ces effets, évidemment complexes dans le cas de la lumière blanche, ressemblent à la solarisation. Ce dernier phénomène étant inexpliqué, on ne peut savoir s'il n'existe rien de commun entre lui et ce qu'on observe dans les expériences précédentes, mais on peut

(1) L'hydroquinone paraît préférable pour obtenir des noirs intenses.

affirmer qu'il n'y a pas identité : une plaque voilée par la lumière jusqu'au début de la solarisation, puis exposée dans un appareil photo-



Fig. 3. — Positifs directs obtenus l'un avec le concours des rayons X, l'autre par simple solarisation.

Spectre solaire photographié sur plaque Jougla dont la partie supérieure a été seule exposée aux rayons X (3 minutes).

Temps de pose (commun aux deux images) dans le spectrographe : 4 minutes.

Le voile de la partie inférieure de la plaque est dû à la lumière diffusée par le système optique pendant la pose.

On voit à gauche les raies H et K. A droite, le spectre supérieur se termine à A (difficilement visible sur le cliché original).

graphique, donnerait bien un positif, mais l'image serait grise et elle ne serait positive dans toutes ses parties que si le voile préalable a atteint le commencement de la solarisation. Avec les rayons X, ce



Fig. 4. — Epreuve représentant indifféremment le résultat de l'une ou l'autre des expériences suivantes, une seule reproduction ayant été faite pour cause d'identité :

1° Plaque Jougla traitée par les rayons X (4 minutes).
Exposition au spectre en trois poses : 20 secondes, 2 minutes, 10 minutes.
2° Traitement par les rayons X (4 minutes).
Exposition à la lumière d'une lampe Nernst : 30 secondes.
Nouveau traitement par les rayons X : 4 minutes.
Exposition au spectre (trois poses) : 20 secondes, 2 minutes, 10 minutes.

voile en est fort loin, la meilleure exposition étant le dixième environ de ce qu'il faudrait pour qu'il en fût ainsi.

En second lieu, il serait indifférent de voiler la plaque avant ou après son passage dans la chambre photographique, la quantité totale de lumière reçue par une région de la plaque étant évidemment la même dans les deux cas. Or, si on essaye de faire agir les rayons X après l'exposition derrière l'objectif, on obtient, au lieu d'une bonne épreuve, un voile intense presque uniforme. L'hypothèse d'un effet de solarisation ne rendrait pas non plus compte de ce fait que la plaque, traitée par les rayons X, puis par la lumière, redevient capable de s'impressionner par ces rayons, cette nouvelle impression pouvant encore être effacée par la lumière, tout comme la première.

Enfin, une différence fondamentale est fournie par ce fait que plus l'exposition aux rayons X a été longue (pourvu qu'elle soit inférieure à quinze minutes), plus il faut de lumière pour revenir au blanc. Avec la solarisation, ce serait exactement le contraire : plus on se serait approché de la pose solarisante, moins il resterait à faire pour l'atteindre.

Ces phénomènes, joints à l'impossibilité de renverser l'ordre des choses sans transformer complètement les résultats, montrent qu'il y a dans l'action de la lumière agissant après les rayons X quelque chose d'entièrement différent des effets photographiques ordinaires.



Fig. 5. — Expérience montrant que plus l'impression produite par les rayons X est faible, plus le retour au blanc est facile.

La partie supérieure de la plaque (Jougla) a été traitée par les rayons X pendant 4 minutes, la partie inférieure pendant 1 minute.

Exposition commune dans le spectrographe : 4 minutes (résultat analogue de 1 minute à 10 minutes).

L'emploi d'un spectroscope photographique permet d'analyser ces phénomènes de destruction.

Dans la région du maximum de sensibilité de la plaque (vers G

solaire), l'effet produit sur la plaque röntgénisée est le même qu'avec la lumière blanche. Plus la dose de rayons X est forte, plus il faut de lumière pour détruire leur action ; mais un minimum de rayons X est nécessaire pour que les effets destructeurs apparaissent dans toute leur netteté. Cette complication disparaît à mesure qu'on s'éloigne du maximum de sensibilité de la plaque.

Dans le violet extrême, on peut se contenter d'une moindre exposition aux rayons X et on obtient plus aisément des blancs parfaits. Dans l'extrême rouge et l'infra-rouge(¹), les résultats deviennent d'une simplicité absolue. La plus faible dose de rayons X capable d'être décelée par le révélateur suffit pour observer le phénomène, et le retour au blanc est d'autant plus rapide que le voile préalable était moindre. Dans ces conditions, la photographie de l'extrême rouge (au delà de B solaire) et de l'infra-rouge jusqu'à 1 μ environ (prisme de flint) peut se faire avec le temps de pose qui, pour le même spectre, donnerait, en photographie ordinaire, un bon négatif dans le violet extrême, vers K solaire. On est alors singulièrement loin des poses qui avoisinent la solarisation.



Fig. 6. — Partie peu réfrangible du spectre ; exposition aux rayons X (1 minute).

Exposition dans le spectrographe, derrière un verre jaune, 30 secondes pour la partie supérieure du spectre, 10 minutes pour la partie inférieure.

(Ces temps de pose peuvent être réduits de moitié pour un cliché non destiné à la reproduction en similigravure.)

Les raies du spectre sont indiquées au-dessous de l'image. La comparaison avec les figures précédentes montre qu'en réduisant l'exposition aux rayons X on réduit aussi le temps de pose nécessaire à l'obtention du positif; la raie A, très visible ici, n'était pas atteinte dans les figures 4 et 5.

Les propriétés destructives de l'infra-rouge permettent de détruire l'impression par les rayons X, même au travers de trois feuilles de

(¹) Il ne faut pas employer les plaques à l'iodobromure d'argent, qui sont sensibles au rouge extrême du spectre.

fort papier noir. La lumière d'un bec Auer suffit pour cela, une



Fig. 7. — Expérience de destruction au travers de trois feuilles de fort papier noir.

Ombre d'une roue d'engrenage projetée par un bec Auer sur plaque Jougla dont la partie supérieure a été exposée 30 secondes aux rayons X.

Durée de l'exposition devant le bec Auer : 2 heures. Aucune trace d'impression sur la partie non traitée de la plaque.

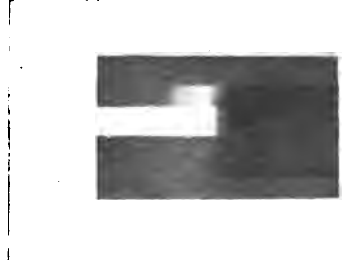


Fig. 8. — Expérience montrant que l'ordre dans lequel on fait agir les radiations n'est pas indifférent.

Le tiers supérieur de la plaque (gélatino-chlorure d'argent) a été exposé aux rayons rouges *après* voile par la lumière ordinaire, la partie inférieure *avant* un voile identique. Le tiers moyen n'a pas été voilé. Les temps de pose respectifs sont les mêmes pour les deux groupes de radiations employées.

Nota. — Autour de l'épreuve a été reproduit un fond blanc pour montrer que la similigravure ne peut traduire le blanc pur que par du gris qui est l'image de la trame. Cette remarque est, par suite, applicable à toutes les figures de cet article.

exposition de quelques heures étant toutefois nécessaire, vu l'opacité du papier pour les radiations même infra-rouges. Dans les

mêmes conditions, une plaque non traitée ne donne naturellement rien (*fig.* 7).

On réalise des effets analogues en voilant une plaque quelconque par la lumière ordinaire et la traitant ensuite par le rouge extrême et l'infra-rouge. On retrouve alors, sur le gélatino-bromure ou chlorure d'argent, les résultats obtenus par Ed. Becquerel sur d'autres préparations. Plus le voile préalable est faible, moins il faut de lumière rouge pour l'effacer. Ces expériences se font sans difficulté dans un spectroscope; il convient seulement, à cause de la diffusion notable produite par les lentilles et les prismes, d'atténuer le violet



Fig. 9. — Destruction d'une image latente et restauration de la sensibilité par le rouge.

Une plaque Perron (gélatino-chlorure pour tons chauds) a été exposée sous un cliché stéréoscopique pendant le temps normal.

L'épreuve de droite a été conservée comme témoin, l'épreuve de gauche effacée par exposition au soleil sous des verres jaunes.

Sur une partie de cette région de la plaque, une nouvelle image a été imprimée avec le temps de pose normal. Le tout a été ensuite développé.

Le dégradé du bord gauche de l'épreuve de droite est dû à la diffusion des rayons destructeurs dans l'émulsion et représente les phases successives de la destruction.

et le bleu au moyen d'un verre jaune. Avec une lampe Nernst de 60 bougies et une fente de 1 à 2 millimètres, dix à quinze minutes suffisent pour effacer, sur gélatino-bromure, un voile un peu inférieur à la pose photographique normale que tout le monde sait apprécier. Pour le gélatino-chlorure, une heure environ est nécessaire (1).

(1) Pour ces expériences, le gélatino-chlorure d'argent est plus commode que le gélatino-bromure; il est à peine sensible au jaune et au vert, et il suffit de mettre un verre jaune devant la fente pour éviter toute impression parasite gênante. Avec le gélatino-bromure, il faut arrêter le vert et même le jaune.

Si on inverse l'ordre dans lequel on fait agir les radiations, c'est-à-dire si on fait succéder le bleu ou le violet au rouge, tout se passe comme si la plaque n'avait pas été exposée à la lumière rouge (*fig*. 8).

Le traitement par la lumière rouge ramène la plaque à son état initial.

L'emploi du gélatino-chlorure dit pour tons chauds, presque insensible au jaune, permet de le vérifier même sans spectroscope. On peut par exemple faire sur une plaque de ce genre une épreuve stéréoscopique; puis, l'une des images étant conservée comme témoin, l'autre est, avant développement bien entendu, exposée au soleil pendant quatre heures sous des verres jaunes bien choisis. Au bout de ce temps, la plaque est apte à recevoir une nouvelle image, et sa sensibilité est presque rigoureusement la même qu'avant l'expérience, comme on peut aisément s'en assurer par un essai comparatif fait avec une autre plaque de la même boîte.

Les phénomènes de protection, déjà signalés par Ed. Becquerel et qui ne sont qu'une variante des précédents, s'observent sans difficulté dans le spectroscope photographique. Il suffit de laisser une plaque exposée dans l'appareil pendant un temps quelconque. L'inévitable lumière diffusée par le système optique, et qu'il faut même atténuer par un verre jaune faible, voile plus ou moins, suivant la durée de l'expérience, toute la surface de la plaque; mais, dans la région occupée par le rouge et l'infra-rouge, la préparation reste intacte, les rayons destructeurs effaçant le voile à mesure qu'il se produit.

Le succès de l'expérience dépend non du temps de pose, mais de la proportion réalisée entre les deux radiations antagonistes.

Les papiers pour noircissement direct se prêtent aussi à ces expériences; si on les développe, on rentre dans le cas des plaques, et il est plus intéressant de ne pas faire intervenir le révélateur; on constate alors par exemple les effets suivants: si le voile produit par la lumière est assez faible pour être juste visible, la lumière rouge le fait disparaître par blanchissement direct [1]. L'expérience est facile à faire avec un bon verre rouge doublé d'un verre jaune rouges, pour arrêter le bleu que laissent passer presque tous les verres

[1] Pour les papiers à noircissement direct, le développement n'existant pas, ou plus exactement se faisant à mesure que la lumière agit, la question de retour au blanc par solarisation ne se pose évidemment pas. On n'a d'ailleurs jamais vu du papier sensible blanchir par excès d'insolation.



ou mieux avec un filtre à sélénium vitreux (1). Le spectroscope convient également, mais la durée de l'expérience devient inacceptable.

Une image faible ainsi *visiblement* effacée ne donne pas prise aux révélateurs physiques ou chimiques (acide gallique et azotate d'argent, ou hydroquinone) ni aux rayons continuateurs, elle est réellement supprimée.

Ce blanchissement direct ne se produit pas avec du chlorure d'argent seul.

L'action destructive du rouge se manifeste plus nettement lorsqu'on essaye de *continuer* une image faible en la traitant par un mélange de rouge et de jaune. Il convient d'opérer par comparaison en prenant un papier qu'on impressionne sous un cliché stéréoscopique jusqu'à commencement de visibilité des grands noirs. Le cliché étant alors supprimé, une des deux images est exposée au soleil sous verres jaunes et *verts*, l'autre sous verres jaunes et verre *rouge* faible. Par un choix convenable de ces filtres, on arrive aisément à ce que, dans les deux images, les noirs montent avec la même vitesse. L'expérience terminée, on constate que sous les verres jaunes et verts tous les détails sont venus, tandis que l'épreuve exposée aux rayons jaunes et rouges, bien qu'aussi intense dans les noirs, est heurtée et sans détails dans les blancs (effet de neige), c'est-à-dire dans les parties qui correspondaient aux fortes opacités du cliché. Autrement dit, toutes les impressions faibles ont disparu au lieu de se développer par continuation. L'explication de ce fait est fort simple : la destruction est d'autant plus rapide que l'impression à détruire est plus faible ; l'inverse a lieu pour la continuation. Il résulte de là que les grands noirs de l'image (impressions fortes) seront à peine attaqués par le rouge pendant le temps nécessaire à leur renforcement complet ; au contraire, les impressions faibles auront été effacées bien avant que les rayons continuateurs n'aient pu les développer d'une manière appréciable (2).

Les effets de protection s'observent sans peine avec les papiers à noircissement direct.

---

(1) On fond un fragment de sélénium sur une lame de mica, et on l'écrase rapidement avec une autre lame pressée par un corps froid ; ce filtre arrête tout ce qui est plus réfrangible que C solaire. Une lampe à mercure regardée au travers du sélénium paraît rouge et la supériorité sur le verre rouge apparaît immédiatement.

(2) Dans cette expérience et dans la plupart des autres, l'usage de véritables images photographiques se montre infiniment supérieur à la méthode des expo-



Il suffit de recevoir un spectre sur une feuille sensible (chlorure et azotate d'argent additionné d'acide citrique ou tartrique pour en assurer la conservation). Le spectre s'imprime d'abord, limité à l'orangé, puis la lumière diffusée voile peu à peu tout le reste de la feuille. Si cette lumière diffusée n'est pas trop intense, on observe que la région rouge et infra-rouge du spectre reste indéfiniment blanche et se détache de plus en plus sur le fond qui s'assombrit progressivement. On conçoit que la proportion de rayons actiniques, que la diffusion par les prismes a mélangés au rouge, ne doit pas dépasser une certaine valeur : on est dans de bonnes conditions avec une forte lampe Nernst ; aucun verre absorbant n'est alors nécessaire. La *fig.* 10 montre le résultat obtenu avec une exposition de trente jours [1].



Fig. 10. — Effet de protection produit par les rayons destructeurs sur un papier pour noircissement laissé pendant trente jours dans un spectrographe éclairé par une lampe Nernst (pas de développement) [2].

Ainsi une radiation convenablement choisie peut détruire l'im-

---

sitions par échelons que j'avais employée en 1898 à propos des rayons X, et qui semble au premier abord plus géométrique. Avec cette méthode on laisse échapper une foule de phénomènes qui apparaissent très franchement sur une image. D'insignifiantes différences font que l'épreuve est voilée ou manque de soleil, produisent les effets dits de neige ou de charbon, et se manifestent ainsi à première vue sans qu'il y ait lieu de faire une mesure photométrique. La raison en est que les impressions variées qui produisent l'image, bien que n'étant pas classées par ordre, ne sont pas pour cela distribuées au hasard ; elles figurent des objets parfaitement connus, et le moindre défaut de ressemblance, inappréciable aux mesures, apparaît immédiatement, et l'interprétation n'en est jamais difficile.

(1) Les rayons solaires, filtrés par de bons verres rouges et jaunes, protègent également le papier contre l'altération spontanée qu'il subit d'ordinaire avec le etmps, même dans une boite bien close.

(2) La photogravure n'a reproduit que très impartement l'épreuve originale. — Sur cette dernière la partie droite du spectre est tout à fait blanche.

pression produite par une autre, et l'inverse n'a pas lieu [1]. Les rayons destructeurs ne sont pas les mêmes pour toutes les substances sensibles : pour le platinocyanure de baryum, par exemple, ils sont autres que pour le chlorure d'argent. Enfin la destruction est d'autant plus rapide que l'impression à détruire est moindre, et la sensibilité est généralement restaurée.

APPENDICE.

Il m'a paru intéressant pour les lecteurs du *Bulletin* de reproduire les quelques lignes dans lesquelles Ed. Becquerel résume ses travaux sur les rayons continuateurs et destructeurs (*la Lumière, ses causes, ses effets*, Paris, Firmin-Didot, 1868, p. 94) :

« En résumé..... on reconnaît dans l'action du rayonnement les trois effets suivants :

« 1° Effet produit dans le spectre solaire depuis le bleu jusqu'au delà du violet sur tous les papiers, verres collodionnés ou lames d'argent recouvertes d'iodure, de chlorure ou de bromure de ce métal, et, dans le cas de la lame d'argent bromée, effet pouvant aller, du côté le moins réfrangible, jusqu'à l'orangé ; les limites d'action ont été indiquées plus haut ;

« 2° Effet de continuation sur les papiers et les surfaces enduites d'iodure, de chlorure ou de bromure avec excès d'azotate d'argent, ainsi que sur les plaques iodées, puis chlorées, depuis la raie B dans le rouge jusque près du bleu, lorsque ces surfaces ont été préalablement impressionnées. Sur les plaques d'argent iodées et bromées, on n'observe aucun effet de ce genre, ainsi que sur le chlorure et le bromure d'argent précipités isolément et lavés ;

« 3° Effet des rayons rouges extrêmes et infra-rouges pour rendre les surfaces d'argent iodées et iodées-bromées, préalablement insolées, incapables de condenser la vapeur de mercure et les placer dans des conditions semblables à celles où elles étaient avant l'insolation. Cet effet est analogue à celui que l'on observe lorsque ces mêmes rayons rouges extrêmes retardent ou s'opposent à la coloration des papiers sensitifs à la lumière diffuse. »

---

[1] Une comparaison donnera une image exacte de ce phénomène ; on peut avec un grattoir effacer une tache d'encre sur une feuille de papier ; mais il est évident que le résultat ne sera pas le même si on inverse l'ordre des opérations.



Réalisation de la syntonie par l'emploi de détecteurs bolométriques ;

Par M. C. Tissot [1].

Les remarquables expériences de Paulsen ont rappelé l'attention sur le problème de la syntonie en télégraphie sans fil.

On sait que ce problème consiste à réaliser un dispositif qui ne soit impressionné que par les ondes émises par certaines stations déterminées à l'exclusion de toutes les autres.

Bien qu'il n'ait pas paru jusqu'ici possible d'en donner une solution complète, il y a intérêt, en pratique, à se rapprocher des conditions que cette solution suppose :

1° Pour pouvoir mettre les appareils récepteurs à l'abri des troubles provenant des émissions étrangères ;

2° Pour pallier les effets dus aux décharges atmosphériques ;

3° Pour ne pas être soi-même une cause constante de troubles pour les autres stations réceptrices.

En raison de l'amortissement, la résonance électrique présente nécessairement un certain flou et ne peut, en général, acquérir la netteté de la résonance acoustique.

La théorie de la résonance indique d'ailleurs les conditions générales qu'il convient de remplir pour obtenir une résonance aiguë.

Le transmetteur et le récepteur doivent avoir des amortissements aussi faibles que possible.

Le « couplage » des circuits d'émission et de réception doit être *lâche*.

Et, enfin, il convient d'employer un détecteur sensible à l'effet total plutôt qu'à l'amplitude.

M. Paulsen aurait trouvé le moyen de satisfaire pleinement à la première condition par la production d'oscillations non amorties dans l'antenne d'émission.

On sait que le procédé qu'il a imaginé consiste à élever la fréquence des oscillations de l'arc chantant de Duddell au taux des oscillations hertziennes en produisant l'arc dans l'hydrogène avec soufflage électro-magnétique.

---

[1] Séance du 1er février 1907.

La solution de Paulsen permet d'atteindre une résonance extrêmement serrée (1 0/0, paraît-il).

Mais elle soulève certaines difficultés d'application pratique et suppose une perfection de régime d'arc difficile à réaliser.

J'ai eu l'occasion d'en signaler une autre de réalisation immédiate par la seule application méthodique des principes généraux énoncés ci-dessus [1] et qui paraît susceptible de donner des résultats intéressants.

Je rappellerai d'abord certaines expériences [2] exécutées à distance à l'aide d'antennes de bâtiments et qui montrent dans quelle mesure les indications générales de la théorie se trouvent vérifiées :

1° En ce qui concerne l'emploi d'un détecteur d'effet total au lieu d'un détecteur d'amplitude :

Un détecteur magnétique et un bolomètre étaient intercalés dans une même antenne réceptrice.

On attaquait cette antenne à distance (3 kilomètres) par une antenne d'émission identique excitée en direct, dont on faisait varier la période en en modifiant la longueur.

Pour une même variation de période de 50 0/0 à partir de l'accord, l'effet sur le détecteur magnétique était réduit de $\frac{1}{3}$, tandis que l'effet sur le bolomètre était réduit de $\frac{1}{30}$ environ.

Dans les conditions de l'expérience — émission et réception en direct — les valeurs des amortissements étaient notables ($\delta = 0{,}3$ environ) ;

2° En ce qui concerne l'influence exercée sur la résonance par la réduction de la valeur des amortissements :

Cette influence ressort nettement de la comparaison des courbes de résonance (1) et (2).

La courbe (1) a été obtenue en enregistrant les indications d'un bolomètre intercalé dans une antenne réceptrice de longueur variable attaquée par une antenne fixe excitée en direct.

La courbe (2) répond au cas où le bolomètre est excité par induction à l'aide d'un résonateur fermé de faible amortissement ($\delta = 0{,}08$), en liaison très lâche avec l'antenne réceptrice.

---

(1) Thèse de la Faculté des Sciences de Paris, p. 71.

(2) *Loc. cit.*

L'antenne réceptrice est d'ailleurs attaquée par émission indirecte.

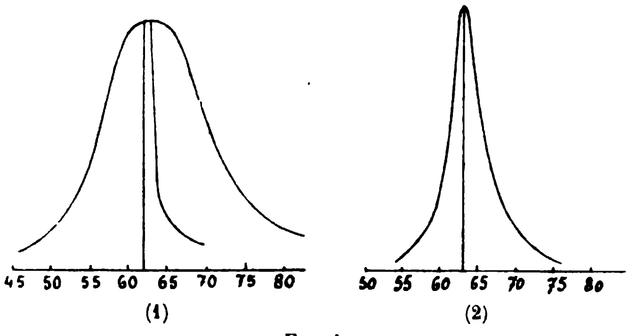


Fig. 1.

L'antenne d'émission, préalablement accordée, est excitée par un Tesla également à l'accord sur la période commune, qui demeure ici sensiblement la même pour les différents circuits résonants à cause des valeurs très faibles des couplages utilisés.

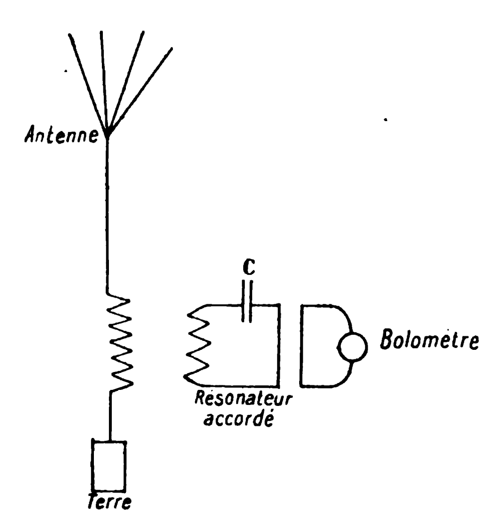


Fig. 2.

L'examen des courbes de résonance obtenues expérimentalement montre que, pour une même variation de 0,1 dans la valeur de la

période à partir de la période d'accord, les déviations du bolomètre passent de 85 à 40 pour le système direct à amortissement notable et de 100 à 5 pour le système indirect à couplage lâche.

Les expériences avaient été instituées uniquement à l'effet d'exécuter des mesures.

Mais le même montage permet aisément d'obtenir des signaux.

A défaut de relais assez sensible pour enregistrer les courants du pont d'équilibre du bolomètre, on peut employer le téléphone. La réception au son est maintenant d'usage courant en télégraphie sans fil avec les détecteurs magnétiques et électrolytiques. Il convient alors de substituer au courant continu du pont un courant intermittent ou alternatif, comme dans la méthode de Kohlrausch pour la mesure des résistances des électrolytes.

Le bolomètre est, en principe, un détecteur peu sensible. Mais il intègre les effets qu'il reçoit. Il suffit donc de multiplier le nombre de trains d'ondes émis par seconde pour accroître en proportion l'effet enregistré.

L'expérience ainsi conduite a donné des résultats intéressants.

Provisoirement on a employé deux procédés (d'application immédiate) pour accroître le nombre des trains émis.

En opérant tout d'abord des transmissions à l'aide d'un Wehnelt, ce qui portait le nombre des trains à un millier par seconde, on a obtenu avec une étincelle de $0^{cm},1$ des signaux aussi intenses qu'avec une étincelle de 2 centimètres correspondant à une trentaine d'émissions par seconde.

Mais le Wehnelt a un rendement défectueux et ne permet pas de mettre en jeu une énergie notable.

Aussi avons-nous songé à utiliser l'arc chantant pour exciter le transformateur de haute tension qui alimente le Tesla d'émission.

Une pareille application, signalée, je crois, par Duddell lui-même, a déjà été notée par différents expérimentateurs (1) et n'a rien de commun avec le procédé de Paulsen.

L'arc que nous avons utilisé donnait simplement, en effet, une fréquence « acoustique » de 3500 vibrations par seconde. La self même du circuit de résonance de l'arc chantant constitue le primaire d'un transformateur sans fer dont le secondaire est mis en

(1) Ch. Fabry, Congrès de l'Association française pour l'avancement des Sciences, Angers, 1903.

résonance sur la capacité du circuit de haute fréquence du Tesla d'émission.

On peut alors obtenir, avec des étincelles de $0^{cm},5$ à $0^{cm},6$, des signaux parfaitement lisibles au téléphone, à une distance de 40 kilomètres. On doit observer que l'effet de l'accroissement du nombre des trains n'est sensible ni au cohéreur ni au détecteur magnétique, qui sont des détecteurs d'amplitude.

Le degré de l'accord que l'on peut réaliser demeure assez élevé, comme l'indique la courbe de résonance (2).

D'ailleurs, si l'effet exercé sur le bolomètre est proportionnel au nombre des trains émis par seconde, il ne faut pas perdre de vue que la production d'un grand nombre de trains d'ondes entraîne la dépense d'une quantité d'énergie équivalente.

Aussi, le bénéfice réalisé par l'accroissement de « syntonie », que procure l'emploi d'un train d'ondes *continu*, peut être en disproportion avec la dépense qu'en exige la production.

On peut comparer, par exemple, la puissance qu'absorbe une antenne pour émettre des trains d'ondes intermittents amortis à la puissance qu'elle absorberait pour émettre un train d'ondes *continu* avec la même amplitude.

Dans le cas des émissions directes, signalées ci-dessus [1], le décrément δ des oscillations est de 0,3 environ.

Le nombre n des trains est de 30 par seconde et la période $T = 10^{-6}$ secondes.

Le rapport des puissances à dépenser pour obtenir la même amplitude dans l'antenne d'émission dans les deux cas considérés est :

$$\frac{I_{eff}^2}{I_0^2} = \frac{n}{4\delta} T = \frac{40\,000}{1}.$$

Il faut donc dépenser une énergie 40 000 fois plus grande pour obtenir la même amplitude avec des oscillations non amorties qu'avec des oscillations d'amortissement ($\delta = 0,3$), émises à 30 trains par seconde.

Il peut donc être avantageux de se contenter d'une syntonie un peu moins serrée en employant des oscillations *peu amorties* au lieu d'oscillations *non amorties*, et de ne pas accroître outre mesure le nombre des trains d'ondes émis.

---

(1) Courbe (2).

Le procédé que je signale permettrait de réaliser les conditions voulues.

Sans doute serait-il préférable de remplacer l'arc chantant par un alternateur d'un grand nombre de périodes.

Grâce à l'obligeance de M. Villard, j'ai pu voir fonctionner l'alternateur de 500 périodes du laboratoire de l'École normale et constater la facilité avec laquelle il se prête à la réalisation des phénomènes de résonance. Un pareil alternateur conviendrait vraisemblablement pour l'alimentation du Tesla d'émission, et la fréquence des trains (1 000 par seconde) aurait déjà une valeur assez élevée pour accroître dans une proportion notable les effets enregistrés par le bolomètre.

Recherches comparées sur les forces de gravitation dans les gaz et les liquides ;

Par M. V. Crémieu (¹).

Dans une précédente communication (²), j'ai exposé les idées directrices de mes recherches et les expériences de vérification déjà entreprises. J'ai donné, de plus, les résultats déjà obtenus, dont quelques-uns, sans confirmer nettement mes hypothèses, sont cependant de nature à laisser espérer une confirmation.

A la fin de 1905, je m'étais aperçu que les appareils dont je me servais présentaient plusieurs défauts très graves. Le plus grave de tous consistait en ce que l'eau employée comme milieu dans les expériences était contenue dans une enveloppe en fer étamé, au contact de laquelle elle dissolvait de l'oxyde de fer colloïdal qui ne tardait pas à rendre tout mouvement de la balance de torsion impossible.

Pour remédier à cet inconvénient, voici les différentes opérations qui ont été effectuées :

1° *Modifications à la double enveloppe.* — La plaque supérieure FF a été doublée d'une plaque de nickel poli de 1 millimètre

(¹) Séance du 1ᵉʳ février 1907.

(²) Séance du 17 novembre 1905. — Voir *Bulletin des séances*, p. 465 ; 1905.

d'épaisseur, vissée sur FF et percée de trous correspondant à ceux déjà existants, qui laissent passer les différentes parties de l'appareil.

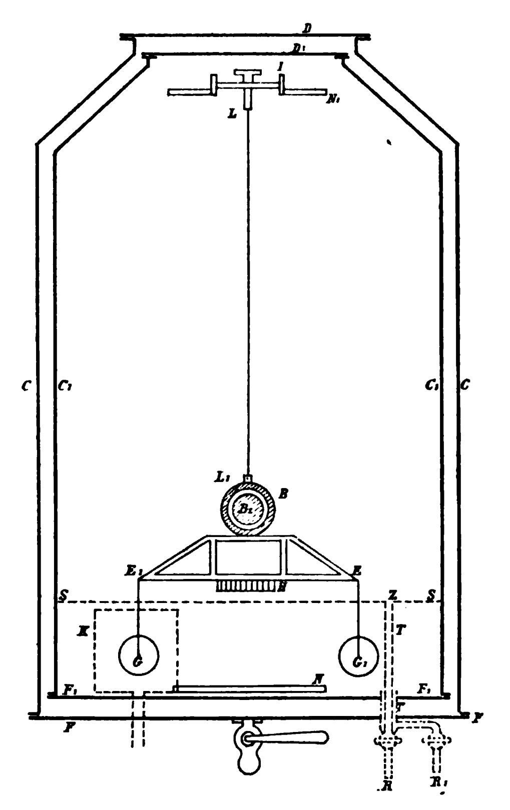


Fig. 1.

Un cylindre de nickel, vertical, de hauteur supérieure de 2 centimètres à FS, vient se fixer sur la plaque de nickel du fond, à l'aide d'un joint pratiqué dans une gouttière circulaire de nickel. Le diamètre de ce cylindre est très légèrement supérieur à celui du cylindre CC, de sorte que, lorsqu'on ferme la double enveloppe, le cylindre de nickel rentre dans CC, et le fond de la double enveloppe se trouve ainsi entièrement doublé de nickel.

D'autre part, toutes les pièces métalliques de cuivre ou de bronze qui, au cours des expériences, plongent aussi dans l'eau SS, ont été nickelées, sous une assez forte épaisseur.

Dans ces conditions, la couche d'eau SS ne touchait plus que du nickel, du verre ou du platine.

2° *Modifications à l'électro-dynamomètre témoin.* — Au cours des mesures dans l'eau, la balance de torsion n'oscille plus; elle est presque apériodique par le frottement des sphères immergées contre le liquide. Or il est toujours à craindre que, l'eau devenant impure, ou sa surface se couvrant de fines poussières, la sensibilité de l'appareil diminue. Il est donc indispensable, pour des expériences comparées, de disposer à l'intérieur de l'appareil un couple témoin autre que celui dû aux attractions newtoniennes et réglable à distance, de façon à pouvoir commander les mouvements de la balance de torsion. Dans l'appareil de 1905, ce couple était produit entre les bobines B, B_1, l'une B solidaire du levier de la balance de torsion, l'autre B_1 maintenue fixe au centre de B à l'aide d'une tige convenablement placée. En faisant circuler dans ces bobines un courant convenable, on obtenait un couple qui agissait sur le levier EE. Mais cette disposition, qui avait paru la plus simple, était très défectueuse. Le moindre décentrage relatif des deux bobines modifiait la sensibilité de l'électro-dynamomètre qu'elles constituent.

De plus, pour opérer à des distances différentes entre les sphères G et les cylindres K, on tourne le goniomètre I d'angles égaux à ceux des facettes successives du miroir H, de façon à observer le mouvement par réflexion dans ces différentes facettes. La bobine B, solidaire du levier, tourne aussi d'angles égaux à ceux dont on tourne le goniomètre, tandis que la bobine B′ reste fixe. Ces deux bobines faisaient, par suite, des angles très différents pour chaque série d'opérations, ce qui exigeait à chaque changement de distance un nouvel étalonnage.

Pour remédier à ces inconvénients, on a remplacé les deux bobines concentriques par deux bobines plates de même diamètre. L'une est fixée par une petite tige sur l'axe d'oscillation du levier, son plan dirigé parallèlement au fil de suspension. Cette bobine suit les mouvements du levier, son centre décrivant une circonférence de 7 centimètres de rayon. L'autre bobine est fixée à l'extrémité d'une tige solidaire de l'axe L du goniomètre de torsion I; de sorte que, lorsqu'on tourne ce goniomètre, la bobine fixe tourne d'un angle égal sur un cercle de 7 centimètres de rayon. La distance entre les deux bobines qui constituent l'électromètre demeure donc

constante. De plus, un léger décentrage influe beaucoup moins, dans cette disposition, sur la sensibilité de l'électro-dynamomètre.

On a donc un couple témoin toujours comparable à lui-même.

On envoie dans la bobine mobile un courant d'intensité constante, 1 milliampère en général. Dans la bobine fixe circule un courant indépendant du premier et dirigé de façon que les bobines se repoussent. C'est sur ce courant qu'on agit pour commander les mouvements de la balance de torsion.

On ne change jamais l'intensité du courant circulant dans la bobine mobile, parce que ce courant arrive par le fil de suspension qu'il importe de soumettre à des actions aussi constantes que possible.

3° *Modifications aux sphères attirées* G, G. — Les sphères mobiles employées en 1905 étaient en bronze platiné et pesaient 1 kilogramme chacune.

Je les ai remplacées par des sphères creuses en bronze. Chaque sphère est constituée par deux hémisphères se vissant l'un sur l'autre. Vissés à fond, ils forment une enveloppe sphérique intérieurement et extérieurement, au 1/20 de millimètre, les centres des deux sphères étant concentriques avec la même précision. L'épaisseur de l'enveloppe est de 2 millimètres et demi. Les surfaces extérieures et intérieures sont platinées.

Le diamètre de la cavité intérieure est de 70 millimètres. Chaque sphère peut contenir, à 16°, 2444 grammes de mercure ou 180 grammes d'eau distillée.

Le poids de chaque enveloppe est de 422 grammes.

Ces sphères, dont la fabrication a été fort délicate, m'ont permis d'effectuer de précieuses vérifications. On verra en effet qu'en opérant avec du mercure, puis de l'eau à l'intérieur des sphères, leur surface extérieure demeurant la même, j'ai pu acquérir la certitude que les effets observés sont bien dus à la masse et non à quelque phénomène superficiel accessoire.

4° *Fabrication des rubans d'acier.* — Le fil de suspension LL_1 était, pour les expériences de 1905, un ruban d'acier de $0^{mm},06$ d'épaisseur et $0^{mm},28$ de largeur, obtenu par laminage de cordes à piano de $0^{mm},15$ de diamètre.

Le laminage de ces fils présente de grandes difficultés, parce que l'acier du fil est presque aussi dur que celui des cylindres du laminoir; par suite, le fil s'incruste partiellement dans le cylindre.

Pour arriver à des épaisseurs de $0^{mm},06$, on est obligé de recuire fortement l'acier entre les passes successives qu'on lui fait subir.

Mais ces recuits ont l'inconvénient de modifier beaucoup la ténacité du métal, et on constate que sa force portante diminue dans de très fortes proportions.

Du reste, le même inconvénient existe, à un degré encore plus élevé, pour les fils de platine iridié et ceux d'argent. Ces métaux ont, d'ailleurs, l'inconvénient d'être plus mous que l'acier et de s'allonger considérablement au laminage, tandis que l'allongement de l'acier est très faible. Je m'en suis donc tenu à l'acier.

Mais tout ce qu'on peut obtenir, si on lamine sans recuire, c'est de descendre à $0^{mm},09$ ou $0^{mm},08$ d'épaisseur. Et encore cette épaisseur n'est pas constante; elle varie d'environ 1/8 sur des longueurs égales à la circonférence des cylindres du laminoir; en sorte qu'on a, sur un morceau de 1 mètre de long, des épaisseurs successives variant périodiquement de 0,09 à 0,08 par exemple.

Si on part de fils d'acier de $0^{mm},2$ de diamètre, on voit qu'on gagne peu, au point de vue du couple de torsion, en descendant seulement à $0^{mm},09$ d'épaisseur.

Il y a, de plus, un inconvénient assez grave. Les rubans obtenus sans recuit conservent leur force portante, mais ils ne sont jamais plans. Ils constituent, en réalité, des hélices à pas très allongés, par suite d'écrouissages irréguliers produits en différentes régions des bords du ruban. Sous l'action des poids qu'ils supportent, ces rubans se détordent très lentement, et les effets de cette détorsion s'ajoutent aux effets perturbateurs, déjà assez graves, de la torsion résiduelle.

Je suis arrivé à supprimer ces différents inconvénients de la façon suivante :

On prend un morceau de ruban laminé sans recuit, de longueur double de celle qu'on veut utiliser, et on attache les extrémités à deux pinces solides; puis, on soumet le ruban à une tension voisine de la charge élastique maximum pendant vingt-quatre heures. On produit alors dans le fil, à l'aide d'une force électromotrice convenable, un courant électrique juste suffisant pour le porter à environ 250-300°.

Dans ces conditions, les parties minces du fil s'échauffent plus et deviennent bleues; les parties épaisses s'échauffent moins et passent seulement au jaune.

On a ainsi donné à la fois au ruban un recuit très modéré, et inscrit sur sa longueur ses variations d'épaisseur.

On tend alors le ruban sur une planche de bois dur bien poli et, à l'aide de papier émeri fin, ou mieux d'une pierre dite « d'Arkansas » mouillée de pétrole, on use les parties jaunes aussi régulièrement que possible. Au bout de quelques heures on redonne un recuit électrique, on laisse en suspension quelques heures, et on recommence à user avec la pierre; on répète ces opérations jusqu'à ce que le recuit produise une couleur bleue sensiblement uniforme tout le long du ruban. Il faut seulement de la patience. L'usure doit être faite à petits coups, aussi réguliers que possible.

J'ai pu ainsi, en partant de rubans dont l'épaisseur primitive était de $0^{mm},09$ à $0^{mm},08$, obtenir des rubans de $0^{mm},065$ d'épaisseur, $0^{mm},48$ de large, parfaitement réguliers et presque complètement dénués de torsion résiduelle.

Leur charge élastique maximum est voisine de 9 kilogrammes. Dans les expériences, ils supportent 7 kilogrammes ; le fil cylindrique de $0^{mm},225$, dont le laminage avait produit les rubans, avait pour charge élastique $10^{kg},500$. La perte est donc négligeable, si on tient compte de la diminution de section.

Quant à la suppression de la torsion résiduelle, je l'attribue à l'usure régulière et continue, qui constitue une sorte de repassage prolongé.

Mode opératoire. — Le montage de l'appareil est, par ailleurs, identique à celui de 1905.

Le mode opératoire consiste, après avoir fermé la double enveloppe et l'avoir remplie de liquide, à observer d'abord la position d'équilibre très stable que l'appareil ne tarde pas à prendre.

Cette position une fois connue, on envoie dans les cylindres fixes, supposés vides, le mercure qui doit produire l'attraction. Il est nécessaire de faire circuler ce mercure avec beaucoup de précautions. Une circulation trop rapide amène par frottement et choc du liquide contre les tubes et les parois un échauffement de quelques dixièmes de degré, suffisant pour provoquer des courants d'air au sein de la double enveloppe ; il en résulte des mouvements irréguliers de la balance de torsion.

Du reste, malgré tout le soin que j'ai pu apporter au remplissage des cylindres, il y a toujours un échauffement de 2 à 3 dixièmes de degré. Les différents moyens que j'ai employés pour éviter cet

inconvénient, tels par exemple que de plonger les tubes d'amenée du mercure dans un bain liquide communiquant avec le liquide de la double enveloppe, n'ont pu réussir à le supprimer entièrement.

Mais, en attendant un temps suffisant, trois à quatre heures en général, la balance de torsion prend une seconde position d'équilibre bien stable. On lit alors la déviation prise par rapport à la première position d'équilibre.

Puis, on vide les cylindres. La balance retourne à sa première position ou à une position très voisine. S'il y a un petit écart, il est dû en général à des torsions résiduelles, et s'élimine dans les moyennes.

A la vidange, le mercure est remplacé par de l'air à l'intérieur des cylindres fixes. Celui-ci s'échauffe légèrement aussi ; mais sa capacité calorifique est si faible que les effets ne se font pas sentir sur la balance, si bien que celle-ci prend de suite sa nouvelle position d'équilibre.

On fait ainsi plusieurs séries de remplissage de vidange pour chaque position des sphères G, et cela au sein de l'air. On passe ensuite à une seconde valeur de la distance entre les sphères G et les cylindres K, en tournant le goniomètre I d'un angle de 10° égal à l'angle que font entre elles les facettes du miroir M. On fait à cette nouvelle distance une seconde série de mesures. On a opéré ainsi pour quatre facettes successives du miroir, par conséquent pour quatre valeurs de la distance GK.

On remplit alors le fond de l'appareil d'eau distillée, ce liquide baignant les sphères et les cylindres et immergeant tout l'appareil jusqu'au niveau SS. On a déterminé dans l'eau les déviations obtenues par remplissage et vidange, pour les quatre distances successives. Puis, on a de nouveau vidé l'eau distillée et refait les séries de détermination dans l'air.

L'appareil a été alors démonté, et on a installé deux cuves en zinc recouvert de vernis du Japon. Des tubes de verre, adaptés aux tubes RTZ, permettaient de remplir ou de vider ces cuves. L'appareil a été refermé, et on a répété toutes les séries précédentes, dans l'air d'abord, puis les cuves pleines d'eau, puis dans l'air. Cette fois, les sphères seules baignaient dans l'eau, les cylindres restant dans l'air.

Dans toutes ces opérations, à cuves séparées ou à cuve unique, on a étalonné une fois pour toutes l'électro-dynamomètre témoin en

fonction d'une intensité de courant circulant dans les bobines, et d'une torsion du fil du même ordre de grandeur que la torsion provoquée par l'attraction newtonienne à mesurer.

Lorsqu'on passe de l'air à l'eau, on peut s'assurer ainsi que la sensibilité de l'appareil n'a pas varié, ce qui est tout à fait indispensable ; dans le liquide, en effet, les sphères reçoivent une poussée qui diminue la tension du fil LL_1, et on pourrait craindre une variation consécutive du couple de torsion.

D'autre part, la balance est sensiblement apériodique dans l'eau, et il faut pouvoir s'assurer qu'elle est demeurée cependant tout à fait libre.

Enfin, chaque mesure de déviation est accompagnée, dans l'air, d'une mesure de la période d'oscillation.

En troisième lieu, on a démonté de nouveau l'appareil; les sphères mobiles ont été vidées de leur mercure, et remplies d'eau distillée. On a supprimé les cuves. Enfin, on a vissé sous le fléau EE, et dans le prolongement du fil LL_1, un cylindre de plomb soigneusement tourné et pesant à peu près la différence entre le poids du mercure et celui de l'eau qui remplit les sphères mobiles, soit 4 536 grammes.

L'adjonction de ce cylindre m'a obligé de supprimer le fil de platine qui, plongeant dans une capsule pleine de mercure, assurait le retour du courant envoyé dans la bobine B par le fil de suspension LL_1, de sorte que, pour cette troisième série, je n'ai pas eu le contrôle électro-dynamométrique. Mais je ne crois pas qu'il ait été bien nécessaire.

L'appareil a été alors refermé, et j'ai déterminé pour les quatre distances les déviations et périodes dans l'air et les déviations dans l'eau.

Indépendamment de ces opérations, j'ai mesuré d'abord toutes les distances géométriques de l'appareil, puis la distance A du miroir M à l'échelle et à la lunette d'observation.

De plus, en amenant les sphères juste au contact des cylindres, j'ai déterminé, par une lecture directe, la position correspondant à ce contact. On conçoit que, connaissant la distance et les angles que font entre elles les facettes du miroir, on peut en déduire les distances successives entre les surfaces des sphères G et des cylindres K, et les distances des centres de G aux axes des cylindres K. L'appareil est réglé de façon que le contact ait lieu exactement à la fois pour les deux sphères et les deux cylindres.

Il faut noter, en passant, que, pour les mesures, les lectures se font à travers les deux glaces M, M′ et la couche d'eau qui les sépare. Si ces glaces étaient rigoureusement parallèles entre elles, elles introduiraient une correction, la même dans tous les cas, et qu'on pourrait déterminer une fois pour toutes en lisant le contact avant de mettre les enveloppes G, G et après les avoir mises. Le calcul indique que cette correction serait de l'ordre de 1 millimètre.

Malheureusement l'appareil n'est pas assez parfait pour qu'on puisse régler le parallélisme de M et M′. Ces glaces font entre elles un angle de vingt à quarante minutes d'arc, qui varie, du reste, d'un remontage à un autre. Dans ces conditions, les déviations lues sont entachées d'une erreur qui varie un peu suivant la région de l'échelle d'observation réfléchie, et qu'il est indispensable de connaître exactement. Tout ce que je puis affirmer, c'est que cette erreur n'excède pas 1/50e de la déviation lue.

Mais il en résulte que l'on ne peut pas, à l'aide de ces déviations, calculer exactement la valeur de la constante newtonienne.

D'ailleurs, comme les mesures dans l'air et dans l'eau que l'on compare sont toujours obtenues sans démontage intermédiaire, cette correction de réfraction n'intervient heureusement pas sur leur comparabilité.

Il faudra évidemment modifier ce point de l'appareil pour les mesures futures.

Constantes de l'appareil. — Voici un tableau qui réunit la valeur de toutes les constantes de l'appareil :

Distance des centres des sphères G, G	402mm,00
— axes des cylindres K	457 ,50
Diamètre extérieur des cylindres K	129 ,00
Hauteur extérieure —	129 ,00
Diamètre extérieur des sphères G, G	75 ,20
— intérieur —	70 ,00
Poids du mercure contenu dans chaque cylindre	19.830gr,00
— — — sphère	2.444 ,00
Poids de l'eau distillée	180 ,00
— des sphères vides	422 ,00
Poussée de l'eau sur les sphères	231 ,50
Couple de torsion du ruban LL_1	75ergs,35
Distance de l'échelle au miroir	4.135mm,00
Poids du cylindre compensateur de plomb	4.536gr,00
Mouvement d'inertie de ce cylindre	35.471 C. G. S.

Nos d'ordre	Distances centre-axe	Distances entre surfaces	Déviations dans l'air δ	Poids de δ	Déviations dans l'eau δ'	Poids de δ'	Rapport $\frac{\delta'}{\delta}$	Poids de $\frac{\delta'}{\delta}$	Conditions des expériences	
1	11cm,30	1cm,09	121mm,6	37	112mm,8	15	0,928	55	Sphères pleines de mercure	Cuves séparées
2	10 ,97	0 ,76	123 ,0	15	120 ,0	15	0,97	22	— —	Cuve unique
3	14 ,48	4 ,27	66 ,8	29	62 ,0	19	0,927	55	— —	— —
4	14 ,55	4 ,34	68 ,9	10	70 ,9	88	1,029	88	— —	Cuves séparées
5	17 ,95	7 ,74	39 ,2	8	36 ,2	25	0,925	20	— —	Cuve unique
6	21 ,30	11 ,09	26 ,7	15	25 ,9	55	0,971	82	— —	Cuves séparées
7	21 ,35	11 ,14	24 ,2	8	22 ,8	16	0,942	13	— —	Cuve unique
8	21 ,27	11 ,06	27 ,3	54	26 ,0	55	0,952	297	— —	Cuves séparées
9	11 ,35	1 ,14	18 ,6	9	13 ,5	4	0,72	3,6	Sphères pleines d'eau	Cuve unique
10	14 ,71	4 ,51	11 ,1	7	8 ,2	3	0,738	2,1	— —	— —

Le tableau de la page 42 résume les résultats obtenus au cours des différentes séries effectuées. Les nombres de ce tableau sont affectés de poids p calculés d'après la formule :

$$p = \frac{n\delta}{e} \times \frac{1}{10},$$

dans laquelle n est le nombre de lectures dont δ est la moyenne, et e l'écart maximum entre cette moyenne et les membres qui la composent.

D'autre part, les déviations obtenues dans les séries à sphères pleines d'eau permettent de connaître la correction à faire subir aux déviations δ dans l'air, à sphères pleines de mercure pour pouvoir calculer la valeur du coefficient k de Newton, à l'aide des constantes de l'appareil. Toutefois, pour les raisons que j'ai exposées plus haut, il y a des corrections de réfraction que l'on peut faire. J'ai cependant fait le calcul pour six séries.

Le calcul de l'attraction entre les sphères et les cylindres est fait à l'aide d'une formule de quadrature mécanique que je dois à l'obligeance de M. Andoyer.

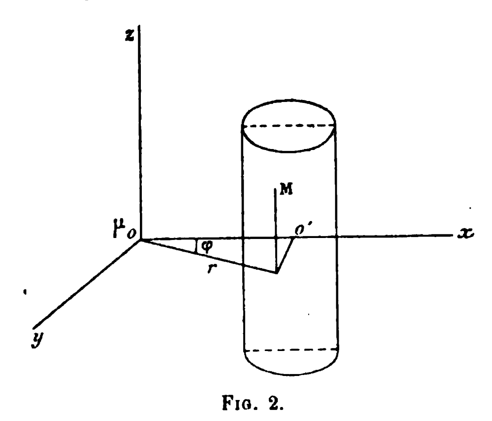


Fig. 2.

L'attraction exercée sur un point O de masse μ par un cylindre plein, de révolution, homogène, de densité ρ, de rayon R, de hauteur $2h$, le point étant placé dans la section médiane du cylindre, à l'extérieur, à une distance a de l'axe, a pour expression :

$$x = k\mu\rho \iiint \frac{r^2 \cos\varphi \, dr d\varphi dz}{(r^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}},$$

qui se ramène à :

$$x = k\mu\rho h \sqrt{\frac{2R}{a}} \int_0^\pi dr \frac{\sqrt{[(a+R)^2 - r^2][r^2 - (a-R)^2]}}{r\sqrt{r^2+h^2}}.$$

En envisageant alors la fonction

$$P(\theta) = \frac{\sin^2\theta}{\left(\frac{a^2+R^2}{2aR} - \cos\theta\right)\sqrt{\frac{a^2+R^2+h^2}{2aR} - \cos\theta}}$$

et un nombre entier p, on fera :

$$P_i = P\left[\frac{(2i+1)\pi}{2p}\right], \qquad \text{avec} \qquad i = 0, 1, 2, \ldots, p-1,$$

et l'on aura :

$$x = k\mu\rho h \sqrt{\frac{2R}{a}} \times \frac{\pi}{p}(P_0 + P_1 + \ldots + P_{p-1}),$$

avec d'autant plus d'approximation que p sera plus grand.

En faisant $p = 6$, on a déjà une approximation très supérieure au millième.

Pour chaque distance, il faut calculer à la fois l'attraction des deux cylindres sur une sphère ; les effets de ces deux attractions se retranchent. Voici le tableau des valeurs obtenues. Les numéros correspondent à ceux du tableau précédent.

Nos d'ordre	Valeurs de k	Poids
1	$7,19 \times 10^{-8}$	37
2	6,84	15
3	6,45	29
4	6,77	10
5	6,20	8
6	6,87	15
moyenne	$6,80 \times 10^{-8}$	

On voit que les valeurs particulières, aussi bien que la moyenne, se rapprochent assez du nombre de M. Boys ($6,67 \times 10^{-8}$) pour qu'on puisse affirmer qu'aucune erreur systématique grave n'entache les mesures de comparaison. Les valeurs obtenues pour le rapport $\frac{\delta'}{\delta}$

peuvent donc être considérées comme exemptes elles-mêmes de graves erreurs.

Or on sait que, dans la théorie du potentiel newtonien et en vertu du principe d'Archimède, si d est la densité des sphères mobiles, d' celle du liquide qui les baigne, on devrait avoir :

$$\frac{\delta'}{\delta} = \frac{d - d'}{d}.$$

Dans le cas des sphères pleines de mercure, $\frac{d - d'}{d} = 0,919$.

Dans le cas des sphères pleines d'eau, $\frac{d - d'}{d} = 0,61$.

On voit, par le tableau I, que les valeurs déduites de l'observation sont toujours nettement plus grandes que la valeur théorique.

La moyenne de ces valeurs observées est de 0,959 dans le cas des sphères pleines de mercure.

Il y a donc là une confirmation des résultats de mes expériences antérieures.

Cependant on ne peut encore tirer de conclusion définitive.

Les valeurs particulières de $\frac{\delta'}{\delta}$ présentent entre elles des différences encore trop considérables.

Cela peut tenir à plusieurs causes. Deux au moins me sont connues.

En premier lieu, lorsqu'on envoie l'eau qui vient immerger les sphères, celles-ci reçoivent *une poussée*. Il en résulte, pour le fil de suspension, une diminution de charge de 463 grammes, sous l'influence de laquelle le zéro de l'appareil se déplace d'environ 100 millimètres. Ce déplacement est d'ailleurs toujours le même, quelle que soit la distance entre les sphères et les cylindres, ce qui permet d'affirmer qu'il n'est pas dû à un effet électrique qui pourrait se produire au contact de l'eau et des métaux.

Du reste, le déplacement est encore identique, qu'on opère en cuve unique ou en cuves séparées, et, s'il y avait un effet électrique, il varierait certainement, puisque, dans le cas de la cuve unique, on a comme métaux le platine des sphères et le nickel des cylindres, tandis que, dans le cas des cuves séparées, on a platine et zinc verni. Enfin, l'électro-dynamomètre témoin permet de constater que sa sensibilité ne varie pas.

Il n'y a donc pas de causes d'erreur systématique à craindre du

fait de ce changement de zéro. Mais il a pour effet que les lectures ne se font plus dans la même région de l'échelle. La correction de réfraction n'est donc plus la même.

En outre, pour pouvoir comparer les déviations δ et δ', il faut les ramener à une même distance. Or la correction de distance suppose connues les distances elles-mêmes. Celles-ci sont calculées à partir des lectures. Elles sont donc entachées aussi de l'erreur de réfraction. Celle-ci s'ajoute dans certains cas, se retranche dans d'autres. D'où une première incertitude.

En second lieu, l'examen détaillé de l'ensemble des observations a montré nettement que, lorsqu'on opère dans l'eau en cuve unique, on obtient, pour les lectures faites quelques heures après l'immersion, des valeurs trop faibles, qui vont en augmentant avec le temps et n'atteignent une valeur constante qu'au bout de trois ou quatre jours d'immersion. En cuves séparées, les déviations prennent plus rapidement leur valeur définitive.

Il y a là un effet assez singulier; je serai porté à l'attribuer à une faible couche d'air qui peut rester adhérente aux sphères et aux cylindres au moment de l'immersion ; et les déviations iraient en croissant jusqu'à ce que le contact entre le liquide et le métal soit devenu parfait, ce qui certainement a lieu beaucoup plus vite dans le cas des cuves séparées, où 4 litres de liquide sont seuls en jeu et où le contact avec les sphères intervient seul, tandis qu'il y a 70 litres en jeu dans le cas de la cuve unique, et le contact intervient avec les cylindres et les sphères.

Quoi qu'il en soit de cette explication, le fait de l'augmentation progressive des déviations est incontestable en cuve unique.

Or je n'ai pu connaître ce fait qu'en discutant et calculant mes résultats.

On verra sur le tableau I que presque toutes les valeurs de δ' en cuve unique sont plus faibles qu'en cuves séparées. Il est donc probable que, si j'avais attendu un temps suffisant pour les lectures en cuve unique, j'aurais des résultats plus voisins de ceux en cuves séparées.

Quelle que soit la valeur de cette explication, je me borne à conclure, pour le moment, de la manière suivante :

Dans un champ gravifique très convergent, un corps plongé dans un liquide semble soumis à quelque chose de plus que la différence entre la poussée hydrostatique et l'attraction newtonienne.

Il y a le plus grand intérêt à reprendre ces mesures en tenant compte des résultats acquis. Il faut d'abord refaire les séries dans l'eau, puis les répéter dans différents liquides. De plus, il faut, pour obtenir une précision plus grande, modifier la disposition des glaces. Plusieurs modifications, dans le détail desquelles il serait fastidieux d'entrer, sont aussi nécessaires. Les plus importantes consisteront à améliorer encore l'électro-dynamomètre et à changer le mode d'attache des sphères au levier EE.

Recherches sur la température effective du Soleil;

Par M. G. Millochau [1].

La connaissance de la température du Soleil et surtout celle des variations de la quantité de chaleur émise par cet astre sont de la plus haute importance; c'est un problème que l'action absorbante de l'atmosphère terrestre rend difficile à résoudre et qui occupe depuis longtemps les astronomes et les physiciens.

L'historique complet de l'actinométrie fournirait matière à un volume et rien que la liste des savants qui se sont illustrés dans cette science serait trop longue; aussi nous contenterons-nous de citer seulement les principaux points de cette histoire.

Newton, dont le génie a donné une si forte impulsion à la science, semble être le premier que tenta la recherche de la connaissance de la température de l'astre du jour. Il exposa un thermomètre au soleil, puis à l'ombre, et obtint une première mesure de la radiation calorifique solaire.

Lambert (1756) fit des expériences analogues à celles de Newton, mais ce fut de Saussure, en 1774, qui construisit l'instrument qui contenait les premiers principes de l'actinomètre.

Son appareil se composait d'une boîte en liège noircie à l'intérieur et fermée par des verres du côté qu'on tournait vers le Soleil; un thermomètre mesurait la chaleur de cette enceinte.

Leslie, en 1814, essaya d'employer aux mesures actinométriques

---

[1] Séance du 1er février 1907.

son thermomètre différentiel composé d'une boule noircie et d'une boule incolore.

J. Herschel imagina d'étudier l'échauffement dans un temps donné d'un thermomètre placé au soleil et le refroidissement de ce même thermomètre placé à l'ombre, avant et après cette mesure, créant ainsi la méthode dynamique.

Pouillet (1837) fut un de ceux qui travaillèrent le plus cette question : il imagina deux pyrhéliomètres, l'un composé d'un thermomètre placé dans une double enceinte noircie à l'intérieur et percée d'un trou pour le passage des rayons solaires, l'autre formé d'une sorte de calorimètre en argent, plein d'eau, et dont on mesurait l'échauffement.

Enfin, Violle, Crova, Ångström établirent les actinomètres qui sont maintenant généralement employés.

En 1845, Henry (de Princeton) s'avisa d'étudier la radiation des divers points du disque solaire, et notamment des taches, en projetant sur un écran percé d'un petit trou une image agrandie du Soleil, la portion du faisceau lumineux passant à travers le trou étant reçue sur une pile thermo-électrique.

Secchi reprit plus tard ces recherches.

W.-E. Wilson et Gray, en 1894, employèrent le même procédé, en substituant à la pile thermo-électrique un radio-micromètre de Boys.

Ils recevaient, sur l'une des soudures du couple thermo-électrique de cet instrument, le faisceau de rayons solaires envoyé par un miroir plan argenté à la surface, et ramenaient l'équipage à la position zéro en envoyant sur l'autre soudure le faisceau calorifique provenant d'une lame de platine chauffée par un courant électrique.

W.-E. Wilson reprit, en 1902, la même expérience, en substituant au platine un four formé par un tube de porcelaine chauffé au gaz.

Wilson donne trois valeurs pour la température effective du Soleil :

5 573° absolus pour celle d'un radiateur intégral qui, substitué au Soleil, produirait le même effet, en employant les nombres de Rosetti pour corriger cette température de l'action absorbante de l'atmosphère terrestre ;

6 201° absolus pour un radiateur intégral remplaçant le noyau solaire et subissant une absorption due à l'atmosphère de cet astre ;

6 863° absolus pour le même radiateur, en admettant en plus, comme perte totale produite par la même atmosphère, le résultat donné par Wilson et Rambaut.

On voit donc combien il est nécessaire de nettement définir ce qu'on entend par température du Soleil, sous peine de discuter sur des nombres très divers, non comparables, puisqu'ils proviennent de définitions différentes de cette température.

Avant de passer à l'exposé de la méthode actinométrique, il est peut-être bon de rappeler quelques principes de physique sur l'émission.

Les physiciens appellent corps noir un corps qui émet le maximum de radiations possible pour la température à laquelle il est porté; ce même corps absorbe le maximum des radiations qu'il reçoit.

Une enceinte fermée, un four par exemple, dont l'intérieur est porté à une certaine température, est un corps noir théoriquement parfait, et, si on perce dans cette enceinte un petit trou, les radiations émises par ce trou correspondront à celles qu'émet un corps noir parfait à la température de l'enceinte.

Si la température est élevée, ce corps noir est en même temps un corps très lumineux; c'est pourquoi M. Ch.-Ed. Guillaume a proposé de remplacer cette dénomination, qui prête à l'équivoque, par celle plus logique de radiateur intégral.

Stefan a établi que l'énergie de la radiation émise par un pareil radiateur est proportionnelle à la quatrième puissance de la *température absolue* (¹). Cette loi a été vérifiée pour toutes les températures que l'on a pu atteindre.

Les mesures de la radiation solaire peuvent être exécutées de deux manières :

1° Par la méthode statique, qui consiste à mesurer la température d'un corps noir exposé au faisceau solaire lorsque ce corps a atteint l'équilibre thermique. C'est ce qu'on peut appeler mesurer la température du faisceau ;

2° Par la méthode dynamique, qu'on pourrait appeler aussi calorimétrique, qui, jusqu'à présent, est celle qui a donné les meilleurs résultats.

Dans cette méthode, on mesure l'échauffement d'un corps noir de masse m dans un temps t, lorsque cette masse est échauffée par l'intermédiaire d'une surface s exposée au faisceau solaire.

L'échauffement produit par ce faisceau pendant une minute sur une

(¹) Cette température est égale à la température vulgaire augmentée de 273°.

surface de 1 centimètre carré, mesuré en petites calories, a été dénommé par les physiciens *constante solaire* (généralement désignée par le symbole A), lorsque cette mesure est corrigée de l'action de l'atmosphère terrestre.

Ce nom de *constante solaire* est assez mal choisi, car il est presque certain que cette constante varie, et c'est même l'étude de cette variation probable qui serait la plus intéressante.

L'atmosphère terrestre absorbe une grande partie de la chaleur émise par le Soleil, et son absorption est variable suivant son état hygrométrique ; aussi est-il très difficile d'en corriger l'action, et de nombreuses divergences se sont produites dans les corrections faites par les divers auteurs et, par conséquent, dans les divers nombres donnés comme valeur de la constante solaire.

M. Hansky, en 1905, dans une note sur les observations actinométriques faites par lui au sommet du mont Blanc, donne le tableau suivant des valeurs attribuées par divers auteurs à A :

Pouillet	1c,793	Langley	3c,068
Violle	2,54	Savelieff	3,47
Crova	2,83	Ångström	4,00

Lui-même conclut de la discussion de ses résultats au nombre 3cal,29. Il a observé, le 4 septembre 1900, directement, 2cal,02 au sommet du mont Blanc.

On voit donc la difficulté qu'il y a de tenir compte de l'effet de l'atmosphère terrestre, et la nécessité d'exécuter les recherches actinométriques aux grandes altitudes.

On a essayé de déduire de la constante solaire la température du Soleil, en cherchant, par l'application de la loi de Stefan, quelle serait la température d'un radiateur intégral produisant le même effet sur la Terre.

Il est curieux de remarquer que, malgré les divergences des nombres donnés pour A, les valeurs que l'on trouve pour cette température sont comprises entre deux limites assez rapprochées, 5 400° et 6 200°.

J. Scheiner, dans son ouvrage *Strahlung und Temperatur der Sonne* [1], donne le tableau suivant des nombres obtenus en appliquant ce calcul aux résultats donnés par divers auteurs :

(1) Leipzig, 1899.

Pouillet	5 600°	Soret	5 500°
Secchi	5 400°	Langley	6 000°
Violle	6 200°		

En 1902, M. Féry, étudiant les pouvoirs émissifs de divers corps, imaginait un nouveau pyromètre qu'il appliquait peu après, industriellement, à la mesure de la température des fours.

Ce pyromètre est basé sur le principe suivant :

Si on concentre sur la soudure d'un couple thermo-électrique ayant une très faible masse le faisceau provenant d'un radiateur intégral, à température constante, de manière que la soudure voie ce corps toujours sous le même angle, la différence de potentiel aux bornes de la pile reste constante quelle que soit la distance du corps, tant que son image couvre la soudure.

Cette différence de potentiel, que l'on peut mesurer avec un galvanomètre, est liée à la température du radiateur par la loi de Stefan, cette température étant la racine quatrième de cette différence de potentiel multipliée par un coefficient qui est la constante de l'instrument et que l'on détermine par un étalonnage fait en visant un radiateur intégral à température connue, par exemple un four électrique dont on mesure la température par une autre méthode[1].

Le premier appareil de M. Féry était une lunette avec objectif de fluorine, substance qui n'absorbe, comme on le sait, que les rayons de très grande longueur d'onde. La pile était formée par deux fils en croix (constantan et fer) soudés en leur milieu et formant réticule, les deux autres extrémités de chaque fil soudées à deux bagues de cuivre séparées et isolées formant les deux pôles de la pile ; de petits écrans métalliques masquaient les bras de la croix du réticule, ne laissant à découvert qu'une partie centrale, sur laquelle était soudé un petit disque destiné à augmenter la sensibilité.

Un oculaire visait à la fois le réticule et l'image du corps chaud à observer, et l'on pouvait ainsi placer convenablement cette image.

M. Féry substitua ensuite un miroir concave argenté ou doré à l'objectif de fluorine, les miroirs argentés n'absorbant pas les rayons de grande longueur d'onde.

---

(1) Le point de fusion de certains métaux peu oxydables a été déterminé avec une grande précision par divers savants et est généralement utilisé pour ces mesures.



C'est alors qu'il pensa qu'on pouvait utiliser un pareil instrument à la mesure de la température du Soleil et qu'il me demanda d'être son collaborateur pour cette recherche.

Nous modifiâmes le dispositif du pyromètre pour cette nouvelle destination de la manière suivante :

Un miroir de verre argenté, ayant 103 millimètres de diamètre et 800 millimètres de distance focale, fut monté sur un tube de cuivre dont l'autre extrémité pouvait être fermée par un bouchon composé de deux cercles, l'un fixe, l'autre tournant sur le premier, tous deux percés d'ouvertures en forme de secteurs de l'angle de 90°. Ce bouchon forme ainsi un diaphragme en forme de papillon avec lequel on peut faire varier le faisceau reçu par l'instrument de zéro à la moitié de la surface du miroir, et mesurer la proportion utilisée au moyen d'une division graduée tracée sur l'un des cercles.

Au foyer du miroir est placé un couple thermo-électrique identique à ceux employés pour les télescopes pyrométriques industriels Féry, c'est-à-dire composés de deux fils en croix, l'un de fer, l'autre de constantan, soudés à leur point de croisement.

Derrière la pile est un prisme à réflexion totale renvoyant le faisceau venant du miroir dans un oculaire muni d'une bonnette noire mobile.

On observe dans ce télescope comme dans un télescope de Newton, et l'on voit dans l'oculaire la pile formant réticule et l'image de l'objet céleste observé.

L'oculaire peut être mis au point sur le réticule, et une coulisse mue par une crémaillère permet d'amener ce réticule dans le plan focal du miroir.

Le courant produit est mesuré par lecture directe d'un galvanomètre à bobine mobile donnant les millivolts à un centième près.

Si l'on pointe ce télescope sur le Soleil, on mesure donc la température moyenne de la partie de l'image de cet astre découpée par le petit disque qui recouvre la soudure chaude du couple thermoélectrique; on peut donc étudier avec cet instrument la loi de variation de la température effective (1) des diverses portions de la surface solaire.

La Société du mont Blanc et M. Janssen ayant mis généreusement

(1) Expression de M. Le Chatelier pour indiquer la température qu'aurait le Soleil s'il se comportait comme un radiateur intégral.

à notre disposition leur observatoire et les ressources nécessaires pour faire cette expérience au sommet du mont Blanc, nous adoptâmes le programme suivant, divisé en deux parties :

1° *Étude de la température apparente du centre de l'image solaire aux diverses heures de la journée et à des altitudes diverses pour étudier l'action atmosphérique terrestre.* Les stations choisies furent : Meudon (altitude, 150 mètres) ; Chamonix (1 000 mètres) ; les Grands-Mulets (3050 mètres), et, enfin, l'observatoire Janssen du sommet du mont Blanc (4810 mètres) ;

2° *Étude de l'émission calorifique des divers points de la surface solaire.* Pour cette recherche, la méthode employée a été empruntée à celle décrite en 1868 par M. Janssen, et qui lui a servi pour l'observation des protubérances, sous le nom de *méthode chronométrique.*

Elle consiste à laisser le télescope immobile, l'image se déplaçant sur le réticule par l'action du mouvement diurne, et à noter, à des temps marqués successifs, les déviations du galvanomètre.

Le résultat est traduit ensuite par une courbe obtenue en prenant pour abscisses les positions du réticule sur le globe solaire et pour ordonnées les déviations du galvanomètre.

Après une série d'observations à Chamonix, je partis le 20 juillet pour l'observatoire des Grands-Mulets, où il fut fait séjour jusqu'au 23 juillet, jour où nous montâmes au sommet, par le passage dit du Corridor. Dans la dernière partie de l'ascension, nous fûmes assaillis par un orage et arrivâmes à l'observatoire juste à point pour y recevoir deux coups de foudre qui, fort heureusement, ne nous produisirent que des effets d'électrisation plutôt désagréables.

Une série de mauvais temps s'étant produite, le pyrhéliomètre ne put être monté par les porteurs que le 29 juillet, et les observations furent immédiatement commencées.

Les meilleures conditions atmosphériques furent réalisées le 2 août.

Dès le matin, de nombreux cirrus couvraient le Soleil ; mais, vers sept heures, le ciel commença à s'éclaircir et resta d'une pureté remarquable jusqu'à la nuit.

L'hygromètre enregistreur, qui indiquait le matin une grande sécheresse, remonta jusqu'à deux heures, puis subit de faibles variations jusqu'à six heures, où il commença à baisser.

La courbe journalière obtenue ce jour-là, en mesurant d'heure

en heure la radiation du centre solaire, est très régulière et extrêmement intéressante (*fig.* 2).

Le 4 août 1906, après treize jours de séjour à l'observatoire Janssen, nous quittions le sommet du mont Blanc pour redescendre à Chamonix.

Les 21 et 26 septembre, une série de mesures fut faite à Meudon; puis l'instrument fut transporté au laboratoire de l'École de Physique et Chimie, où M. Féry en pratiqua l'étalonnage.

Cet étalonnage fut fait en pointant le télescope avec pleine ouverture du miroir sur un four électrique à résistance de platine porté à 1 673° absolus.

La constante de l'instrument, toutes corrections faites, fut trouvée être de 705, c'est-à-dire que la température T d'un radiateur intégral produisant la déviation δ, exprimée en microvolts, pour la pleine ouverture du diaphragme [1], sera, d'après la loi de Stefan,

$$T = 705 \sqrt[4]{\delta}.$$

En visant le cratère d'un arc électrique dont la température a été admise de 3 773°, la même constante a été trouvée égale à 715.

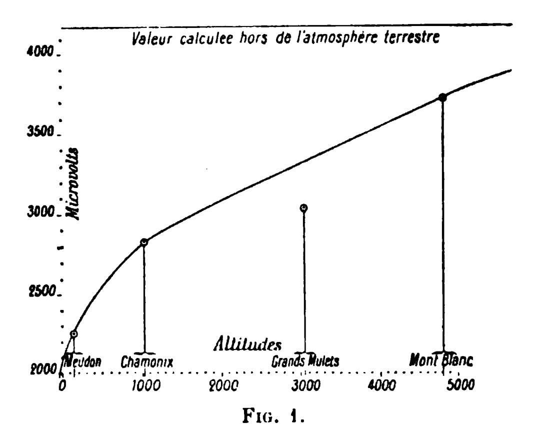


Fig. 1.

Courbe représentative de l'action atmosphérique terrestre.

Pour les observations solaires, le diaphragme limitant le faisceau reçu par le miroir était disposé pour que la déviation du galvano-

(1) Une déviation de 1 millivolt représente un déplacement de 6 centimètres sur le cadran du galvanomètre.

mètre soit de 1 millivolt environ, lorsqu'on pointait sur le centre du Soleil. Dans ces conditions, la soudure du couple thermo-électrique ne dépassait pas de plus de 25° la température ambiante, et les déviations du galvanomètre étaient rigoureusement proportionnelles à la surface du diaphragme, comme l'avaient montré des expériences préalables.

Les observations ont montré que la station des Grands-Mulets semble peu favorable aux recherches de ce genre, malgré son altitude. Comme elle est située sur les flancs du mont Blanc, les remous de l'atmosphère y sont particulièrement gênants, et les résultats qui y ont été obtenus montrent une action très irrégulière de l'absorption de cette atmosphère.

La moyenne des valeurs trouvées pour le centre du Soleil, vers midi, aux diverses stations, a été (*fig.* 1) :

Meudon.............	altitude	150	mètres	2 250	microvolts
Chamonix..........	—	1 030	—	2 830	—
Grands-Mulets.......	—	3 050	—	3 030	—
Sommet............	—	4 810	—	3 700	—

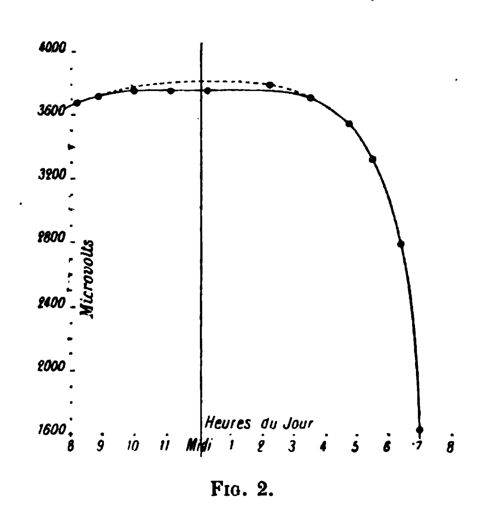


Fig. 2.

Sommet du mont Blanc, courbe journalière du 2 août 1906 (mesures prises au centre de l'image du Soleil).

Les mesures obtenues au sommet du mont Blanc, le 2 août, ont été les suivantes (*fig.* 2) :

T	Microvolts au centre (δ)	T	Microvolts au centre (δ)
8h 10	3 680	15h 27	3 720
8 48	3 720	16 40	3 560
9 56	3 760	17 20	3 320
11 05	3 760	18 20	2 800
12 13	3 760	19 02	1 640
14 10	3 800		

Ces mesures peuvent servir à une estimation de l'effet atmosphérique. En effet, si on appelle I_0 l'intensité de la radiation en dehors de l'atmosphère, et I l'intensité après passage dans cette atmosphère, la relation entre I et I_0 est $I = I_0 e^{-Kx}$, où x est l'épaisseur du milieu traversé, et K une constante.

Si nous considérons la radiation zénithale et des radiations obliques faisant successivement des angles α et β avec cette radiation, on aura pour les épaisseurs x_1 et x_2 traversées les valeurs :

$$x_1 = \frac{x}{\cos \alpha} = Ax \qquad \text{et} \qquad x_2 = \frac{x}{\cos \beta} = Bx,$$

si l'on fait abstraction de la courbure de la Terre.

On aura donc les relations :

$$I_1 = I_0 e^{-Kx}, \qquad I_2 = I_0 e^{-AKx}, \qquad I_3 = I_0 e^{-BKx}, \qquad \ldots, \text{etc.}$$

En combinant deux à deux ces équations, on peut éliminer Kx et calculer I_0.

Le tableau suivant a été obtenu avec les mesures du 2 août (α = distance zénithale) :

H	α	I_α en microvolts	H	α	I_α en microvolts
(1) 30°	36° 20′	3 800	(3) 60°	56° 12′	3 650
(2) 45°	45° 48′	3 750	(4) 75°	66° 58′	3 452

En combinant dans ce tableau (1) et (2), on trouve pour I_0 : 4149; (1) et (3), 4162; (1) et (4), 4163; (2) et (3), 4172; (2) et (4), 4168, et, enfin, (3) et (4), 4166.

On voit qu'en négligeant 4149, provenant de deux mesures trop voisines du zénith, où une dépression visible dans la courbe (*fig.* 2), auprès de midi, en fausse les résultats, la moyenne des autres nombres conduit à $I_0 = 4166$ microvolts à moins de 10 microvolts près pour l'intensité qu'aurait eue ce jour-là le rayonnement solaire en dehors de notre atmosphère.

En prenant pour constante instrumentale la valeur 705, trouvée par étalonnage sur le four électrique, la température effective de la partie centrale du disque solaire, c'est-à-dire celle qu'aurait un radiateur intégral produisant les mêmes effets, serait de :

$$T = 705 \sqrt[4]{4166} = 5663^\circ \text{ absolus,}$$

ou environ 5 400° vulgaires.

Les plus fortes déviations galvanométriques observées directement au sommet ont été de 3800 microvolts, le 29 juillet, à 13ʰ48, et de 3800 également, le 2 août, à 14ʰ10.

En essayant les mêmes calculs sur les résultats trouvés à Chamonix le 13 août, journée où le ciel fut d'une remarquable pureté, on constate que I_0 ainsi calculé croît rapidement au fur et à mesure que croît la distance zénithale employée ; l'atmosphère se modifie donc aux altitudes moyennes trop vite pour permettre l'application de la loi de Bouguer, ce qu'ont déjà constaté tous les physiciens qui se sont occupés d'actinométrie. Cette variation est due surtout aux changements qui se produisent dans l'état hygrométrique des diverses couches d'air.

Des observations faites à plus haute altitude que le mont Blanc, en ballon par exemple, pourraient donner des indications utiles sur la valeur relative des résultats qu'on peut obtenir à l'observatoire Janssen.

Nous avons dit qu'on pouvait étudier l'émission des divers points d'un diamètre solaire en laissant le télescope immobile et en notant à des temps successifs les déviations du galvanomètre, et que des mesures de ce genre avaient été faites aux diverses stations citées.

La masse de la soudure du couple n'étant que de 1 milligramme environ, l'indication est instantanée, et le galvanomètre indique fidèlement les variations d'intensité du flux de chaleur qui pénètre dans le télescope.

Cependant il y a lieu de tenir compte de ce fait que le petit disque qui recouvre la soudure cesse d'être couvert entièrement par l'image du Soleil 13 secondes avant la fin du passage et ne cesse de recevoir l'action que le même temps après ; il en est de même au commencement du passage.

Il s'ensuit que la courbe doit être corrigée de l'action de ce disque.

Nous nous proposons, dans de prochaines recherches, de réduire les dimensions de la soudure et de faire des mesures relatives sur

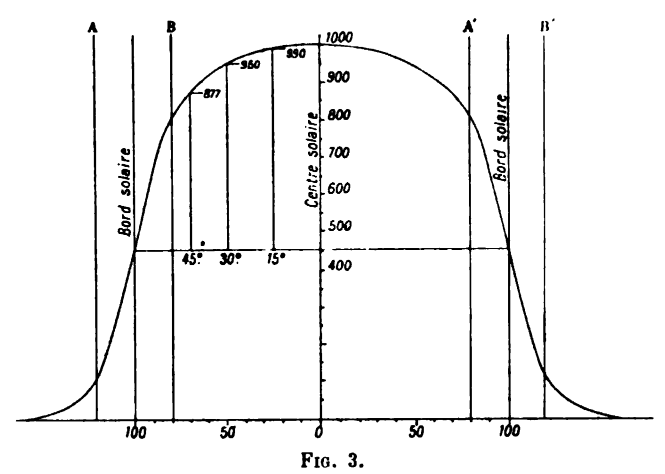


Fig. 3.

Courbe représentative de l'action calorifique des divers points d'un diamètre du disque solaire (Féry et Millochau, 1906). (A, B, A', B', tangentes au disque recouvrant la soudure lorsque le centre de ce disque est sur l'image du bord du Soleil.)

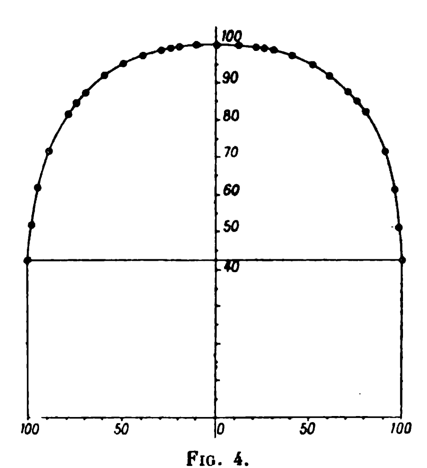


Fig. 4.

Courbe représentative de l'activité solaire aux divers points du disque (W.-E. Wilson, 1894).

l'action des divers points de la surface solaire, l'étalonnage du télescope n'ayant plus dans ce cas la même importance.

Si, prenant les mesures obtenues aux diverses stations par ce pro-

cédé, on multiplie les déviations trouvées par un coefficient tel qu'on ait le même nombre pour la déviation centrale, par exemple 1 000 microvolts, et qu'on construise les courbes à la même échelle, on constate que toutes ces courbes sont superposables, ce qui démontre que l'absorption atmosphérique terrestre est proportionnelle à l'intensité de la radiation.

Dans les limites où la soudure est toujours couverte, la courbe obtenue (*fig.* 3) est même superposable à celle construite avec les nombres donnés par W.-E. Wilson en 1894 (*fig.* 4), ce qui semble montrer que les effets absorbants des pièces optiques de son appareil, très différent du nôtre, ne changent pas la valeur relative des mesures.

On pourrait aussi en conclure que l'émission solaire avait lieu dans les mêmes conditions en 1894 et en 1906.

Si l'on émet l'hypothèse, qui semble très vraisemblable dans l'état actuel de nos connaissances sur le Soleil, que cet astre est composé d'un noyau central chaud se comportant comme un radiateur intégral et que ce noyau est recouvert d'une atmosphère absorbante, on peut déduire des nombres trouvés pour l'émission de divers points de la surface du Soleil une valeur approchée de l'action de l'atmosphère solaire et, par suite, de la température du noyau central lui-même.

En effet, il suffira d'appliquer la loi que nous avons déjà utilisée pour éliminer l'action de l'atmosphère terrestre.

Sur la courbe générale (*fig.* 3) que nous avons obtenue en ramenant toutes nos courbes à la même échelle (1 000 microvolts pour le centre du Soleil), nous relevons les valeurs suivantes :

Incidence	$\alpha = 0°$	1 000 microvolts
—	$\alpha = 30°$	950 —
—	$\alpha = 45°$	877 —

En combinant deux à deux ces mesures, nous trouvons pour I_0 : 1 393, 1 372 et 1 358, dont la moyenne est 1 374.

Il faut donc augmenter de 37 0/0 la déviation centrale pour avoir celle que donnerait le noyau solaire. Si nous admettons 4 166 mètres pour cette déviation en dehors de l'atmosphère, nous aurons :

$$4\,166 \times 1{,}374 = 5\,724,$$

ce qui conduit pour la température effective intérieure du Soleil à 6 132° absolus.

Remarquons que la forme des courbes est indépendante de l'absorption de l'atmosphère terrestre et que la valeur 37 0/0 représente l'action de l'atmosphère solaire et peut être calculée à l'aide de mesures faites à une altitude quelconque. L'emploi du télescope pyrhéliométrique, si simple, donne donc les moyens d'étudier les variations possibles de l'effet de l'atmosphère solaire, quelle que soit l'altitude où se trouve l'observateur.

S'il est exact, comme on peut le supposer, que le noyau central du Soleil, masse considérable de matière, ne subit qu'un refroidissement lent qui ne pourrait être constaté qu'après une longue suite de siècles, et conserve une température sensiblement constante, la connaissance de la variation des effets de l'atmosphère solaire fera connaître la variation même de la radiation solaire(1).

On peut d'ailleurs, comme nous l'avons déjà dit, tenter d'acquérir, par une série d'observations aux hautes altitudes, une connaissance plus exacte de l'action atmosphérique terrestre et chercher, par des mesures directes, à vérifier ou à combattre cette dernière hypothèse.

Spectrographe pour les spectres visible et ultra-violet. — Microscope de mesure. — Lampe à arc au mercure et Brûleur au sodium (*Instruments construits par la maison Zeiss*);

Par M. P. Culmann (2).

1° *Spectrographe pour les spectres visible et ultra-violet, de MM. C. Pulfrich et F. Löwe.* — Cet instrument peut servir pour l'observation directe et pour la photographie. Pour l'observation visuelle directe, il est autocollimateur. Dans le dispositif autocollimateur, la même lunette fait, comme on sait, office de collimateur et de lunette d'observation. Les rayons émanant de deux sources lumineuses latérales pénètrent dans l'instrument par de petites fenêtres (F^1, *fig.* 1), sont dirigés par des prismes à réflexion totale

(1) Wilson et Rambaut ont déjà émis cette même hypothèse en 1892 et proposé le même genre de recherches; ils n'ont pas encore, à ma connaissance, publié de résultats à ce sujet.

(2) Séance du 15 mars 1907.

(P_1, P_2, *fig.* 2 et 3), placés devant la fente S*p*, sur l'objectif O qui les rend parallèles. En A, ils tombent sur le prisme composé, le

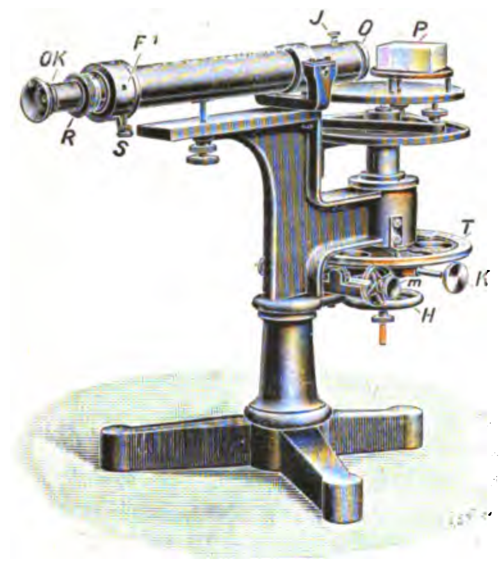


Fig. 1.

traversent, sont réfléchis sur la surface argentée BC, reviennent sur leur chemin et forment une image dans le plan de la fente, image

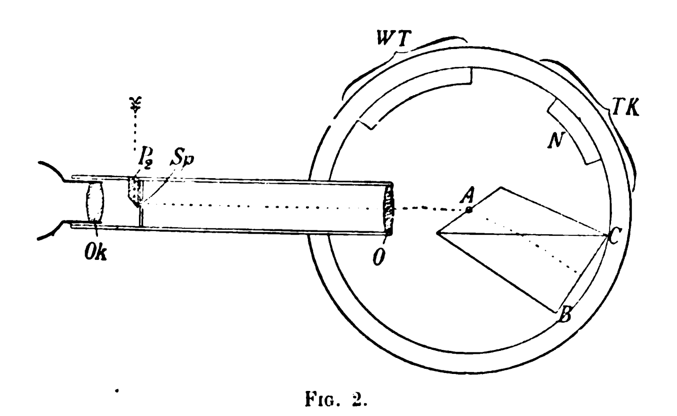


Fig. 2.

qui s'observe au moyen de l'oculaire O*k*. Comme le montre la *fig*. 3, les prismes et la fente se trouvent dans la partie supérieure

du champ, les spectres des deux sources lumineuses se forment, l'un au-dessous de l'autre, dans la partie inférieure.

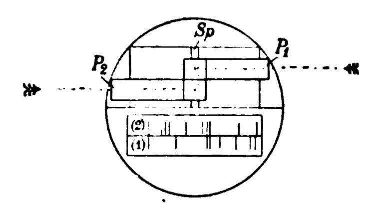


Fig. 3.

L'autocollimation a, suivant M. Pulfrich [1], deux avantages sur la méthode d'observation courante des spectres : 1° Elle permet de réaliser très facilement le minimum de déviation par un dispositif mécanique susceptible de fonctionner avec divers prismes. Il suffit, en effet, de faire tourner le prisme autour de la verticale passant par le point A où l'axe de la lunette coupe la première face du prisme pour que la raie qui se présente sur le réticule corresponde au minimum de déviation ; 2° A grossissement égal, l'instrument est plus petit et, par conséquent, plus maniable. En outre, les sources lumineuses restent à la portée de l'observateur, qui se garantit facilement par de grands écrans contre leur rayonnement direct.

Le prisme est un demi-prisme de Rutherford. Comme l'objectif O, il est taillé dans des verres très transparents pour les rayons violets. Sa dispersion (double de l'angle de rotation du prisme) est de 11° 1/2 entre 760 et 450 $\mu\mu$. On le fait tourner, à la main, au moyen de la roue H et, micrométriquement, à l'aide de la vis *m*. Le cercle porte deux graduations : l'une, sur un arc de 105°, en demi-degrés avec vernier donnant la minute ; l'autre, en longueurs d'onde. La réalisation de cette deuxième graduation présentait une certaine difficulté, parce que l'angle de rotation du prisme ne mesure que 5 à 6° pour tout le spectre visible et qu'il semblait, au premier abord, difficile d'arriver à tracer une division utile dans un espace aussi restreint. M. Löwe [2] a tourné la difficulté en se basant sur un principe analogue à celui du vernier. Un arc de cercle fixe de 70° est gradué de 5 en 5 $\mu\mu$ entre

(1) C. Pulfrich, *Ueber eine neue Spektroskop-Konstruktion* (*Zeitschrift für Instrumentenkunde*, XIV, p. 354 ; 1894).

(2) F. Löwe, *Ein neuer Spektrograph für sichtbares und ultraviolettes Licht* (*Zeitschrift für Instrumentenkunde*, XXVI, p. 331, 1906).

410 et 760 μμ. Les intervalles de cette division sont égaux entre eux. Supposons une raie ayant une longueur d'onde de 590 μμ (en pratique, on prend la raie la moins réfrangible 589,6 du sodium) amenée à la croisée des fils. On tracera, en regard du trait 590, un index qui ne servira que pour cette longueur d'onde et portera le chiffre 590. Admettons maintenant que, pour passer de la raie 590 à une autre raie, 715 par exemple, il faille déplacer le cercle d'un degré, on gravera l'index 715 sur le cercle mobile, un degré en avant du trait 715 de la division fixe. En opérant d'une manière analogue pour toutes les longueurs d'onde marquées sur l'arc du cercle fixe, on obtiendra, sur le cercle mobile, une série d'index chiffrés formant une deuxième division dont les intervalles augmentent vers le violet, et il suffira, pour obtenir la longueur d'onde d'une raie quelconque, d'amener celle-ci sur la croisée des fils et de chercher l'index qui se trouve en regard d'un trait du même nom. Il va sans dire qu'une division de ce genre ne peut être établie avec la même précision qu'une division en degrés et minutes. La division en longueurs d'onde ne sert que pour les mesures approchées. Lorsqu'on veut atteindre une précision plus grande, on mesure, en degrés et minutes, la distance qui sépare la raie inconnue d'une raie voisine connue et on transforme l'angle trouvé en longueurs d'onde à l'aide de la courbe de dispersion du prisme. Ce second procédé donne une approximation de 1/2 μμ environ. Pour atteindre toute la précision que l'instrument est capable de donner, il faut rattacher, par interpolation, la longueur d'onde de la raie inconnue à celle de deux ou trois raies voisines connues, en mesurant les distances au moyen de la vis micrométrique *m*. Un intervalle du tambour de cette vis (dont la course est suffisante pour parcourir tout le spectre visible) vaut 10 secondes.

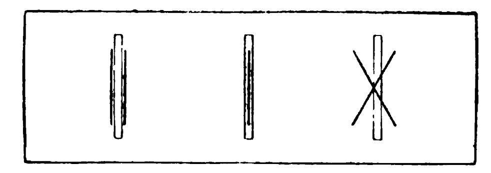


Fig. 4.

En guise de réticule, on a gravé sur un disque en verre, à 120° l'un de l'autre, trois repères différents (*fig.* 4) : une croix, un trait

simple et un trait double. En faisant tourner le tube porte-oculaire au moyen de la bague molettée R (*fig.* 1), on amène successivement l'un ou l'autre de ces repères au milieu du spectre. Le premier sert pour mettre au point sur le côté droit immobile de l'image de la fente largement ouverte. Le second doit être placé au milieu d'une raie spectrale fine, la fente étant aussi étroite que possible. Le troisième enfin encadre une raie noire (du spectre solaire par exemple) sur fond clair.

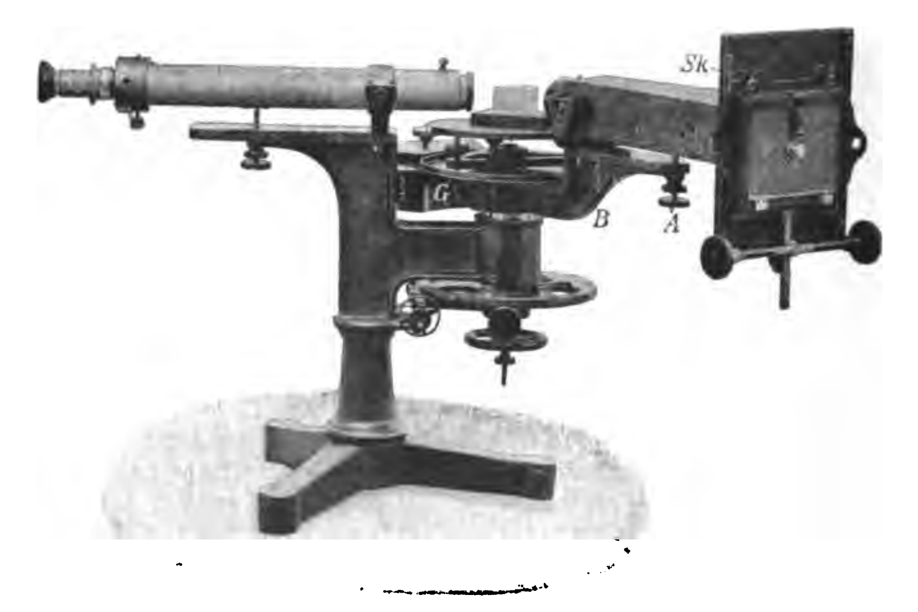


Fig. 5.

Tout le dispositif décrit jusqu'à présent sert pour la vision. Lorsqu'on veut photographier le spectre, la lunette est uniquement employée comme collimateur, le demi-prisme de Rutherford est remplacé par un prisme complet comportant trois prismes simples accolés, et une chambre en métal léger (*fig.* 5) est assujettie sur l'axe du cercle au moyen du support B muni du contrepoids G. Le châssis de la chambre se déplace par crémaillère dans la direction verticale, ce qui permet de faire dix spectres successifs sur la même plaque (format 6 × 9 ou 6 1/2 × 9 centimètres). L'objectif de la chambre est semblable à celui de la lunette, mais on pourra prochainement le remplacer par un téléobjectif à foyer deux fois plus long

qui donnera une dispersion deux fois plus grande permettant de séparer les lignes D sur la plaque, comme on le fait facilement par l'observation visuelle au moyen de l'oculaire.

Tout en étant très transparente pour le violet, l'optique décrite jusqu'à présent ne permet cependant pas de dépasser 360 $\mu\mu$ environ. Au delà de cette limite, il faut recourir au quartz pour le prisme et au quartz combiné avec la fluorine pour les objectifs (les prismes P_1, P_2, ainsi que les cuves d'absorption et les lentilles du condensateur servant avec les tubes de Geissler, sont naturellement aussi taillés dans le quartz). Pour les prismes, on a adopté le montage indiqué par M. Young. Les deux moitiés d'un prisme de Cornu sont

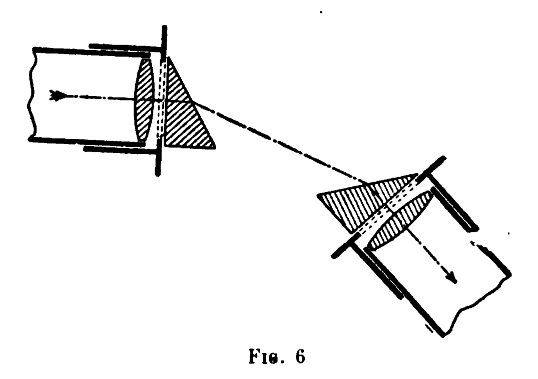


Fig. 6

montées, l'une sur le collimateur, l'autre sur l'objectif de la chambre comme l'indique la *fig.* 6. La raie dont l'image tombe sur l'axe de la chambre est alors formée par des rayons ayant traversé les prismes parallèlement à leur base, c'est-à-dire au minimum de déviation, quelle que soit la position de la chambre. Il suffit, par conséquent, de déplacer la chambre pour photographier successivement, dans les meilleures conditions, les diverses régions du spectre. Les objectifs ($f = 250$ millimètres, ouverture $f/12$) sont sertis dans des tubes coulants qui s'échangent facilement. Le spectre est net quand les tubes sont poussés à fond. L'angle des prismes en quartz a été choisi de manière à ce que le milieu du spectre ultra-violet (275 $\mu\mu$) corresponde à la ligne F du spectre solaire, ce qui permet de photographier les régions principales du spectre visible et du spectre ultra-violet sans changer la position de la chambre.

On peut naturellement remplacer les prismes livrés avec l'appareil par d'autres prismes ou par un réseau.

La division angulaire permet de faire certaines mesures goniométriques avec l'instrument.

2° *Microscope de mesure de M. F. Löwe.* — Cet instrument (*fig.* 7) donne une précision intermédiaire entre celle de la règle divisée et celle de la machine à diviser ou du comparateur. Le microscope à réticule, avec la crémaillère de mise au point, est monté sur un chariot qui se déplace de 20 millimètres au moyen d'une vis micrométrique. Le pas de cette vis est de 1 millimètre, et son tambour est divisé en 100 parties. Un intervalle du tambour correspond, par conséquent, à un déplacement de 1 centième de millimètre.

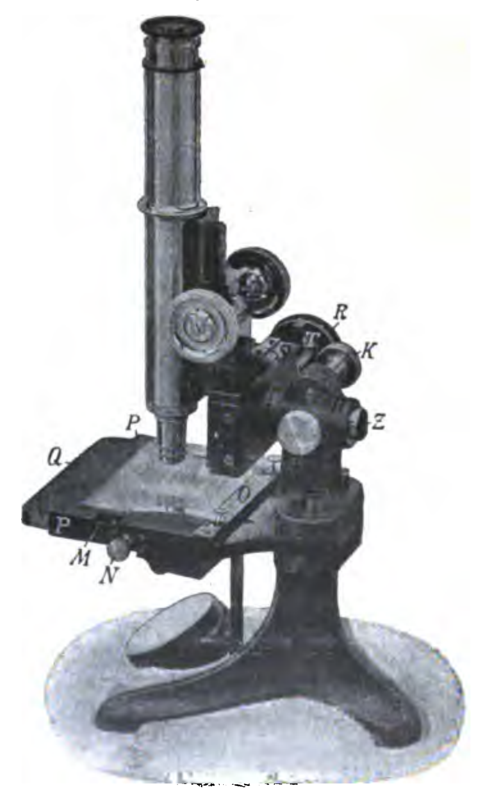


Fig. 7.

L'instrument affecte diverses formes suivant les buts auxquels il est destiné (mesures des empreintes formées par des sphères d'acier sur les plaques de métaux, mesures des diamètres des tubes capil-

laires, etc.). Le modèle représenté par la figure est destiné à la mensuration des négatifs spectroscopiques des formats 6 × 9 et 6 1/2 × 9 centimètres, mais il peut s'adapter à d'autres dimensions.

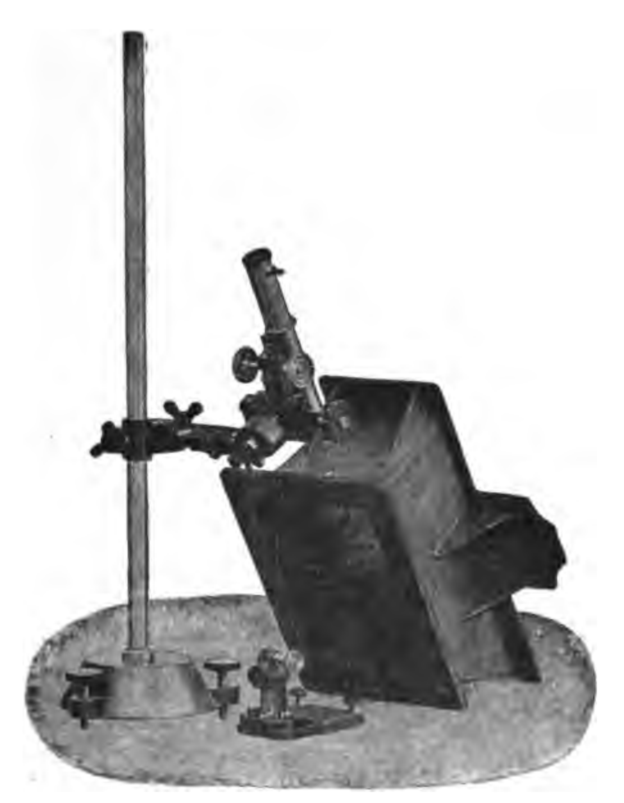


Fig. 8.

La plaque est assujettie au moyen de deux pinces-valets sur un cadre mobile PP formant surplatine. Ce cadre coulisse d'avant en arrière sur la platine proprement dite Q et s'immobilise à volonté à l'aide du bouton N. Ce mouvement perpendiculaire à la direction de la vis micrométrique facilite la comparaison des régions correspondantes des divers spectres photographiés sur une même plaque. Deux échelles perpendiculaires l'une à l'autre permettent de retrouver aisément un point donné de la plaque.

Après avoir desserré le bouton K et enlevé la goupille qui se voit sur le devant de la douille H, on peut retirer de la monture le mi-

croscope avec le chariot et la vis micrométrique. L'instrument sert alors, sur un support quelconque, par exemple sur celui de la *fig.* 8, ou sur un banc d'optique, aux mesures courantes du laboratoire. Il se prête parfaitement sous cette forme à la mesure des images optiques, des cercles de Ramsden, etc. Le support représenté est muni de vis calantes qui facilitent la réalisation du parallélisme entre la longueur à mesurer et la direction de mouvement du microscope.

3° *Lampe à arc au mercure de M. H. Siedentopf* (*fig.* 9). — Cette lampe comporte deux parties : un vase en verre contenant le mercure et une boîte métallique qui l'entoure. Comme dans la lampe Pérot et Fabry, les pôles *b* et *c* sont concentriques, le pôle positif *c* étant placé à l'intérieur. Pour éviter l'épuisement du mercure en *c*, on a fait communiquer *c* avec un vase plus grand *a*.

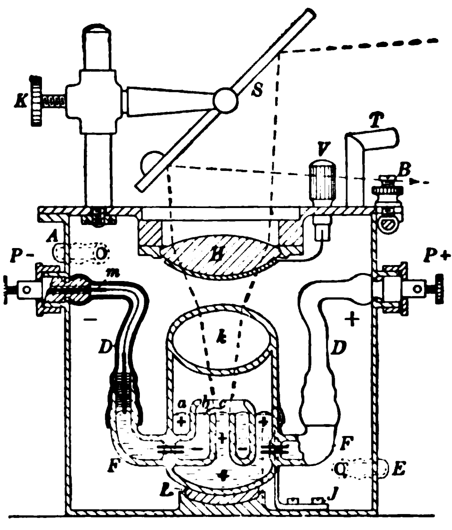


Fig. 9.

La lumière émise par le cratère positif *c* et par une partie des vapeurs de l'arc est reçue par une lentille biconvexe H faisant corps avec le couvercle de la boîte métallique, passe par un diaphragme-iris (non représenté sur la figure), puis tombe sur un miroir S réglable en hauteur et en inclinaison. Celui-ci la renvoie dans une direction horizontale. L'ensemble de ce dispositif permet d'obtenir un faisceau rond de lumière monochromatique intense dont le diamètre est réglable à volonté.

Immédiatement au-dessus de l'arc se trouve une ampoule en verre *k* dans laquelle le vide a été fait. Protégée contre un refroidissement trop intense, la paroi intérieure de cette ampoule reste suffisamment chaude pour ne pas condenser les vapeurs de mercure qui la baignent. Il est bon, — dans l'intérêt de la durée de la lampe, — de remplir la boîte métallique d'eau distillée, mais il faut veiller à ce que le vase en verre ne dépasse jamais le niveau de l'eau. Si la lampe doit brûler plus d'une heure de suite, on établit une circulation d'eau au moyen des tubulures A et E.

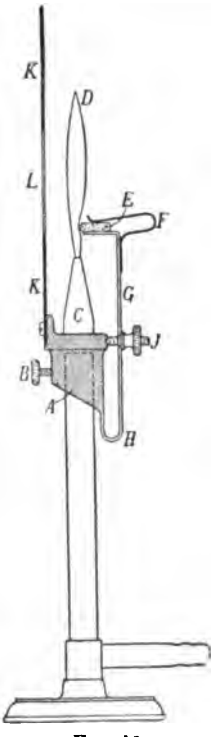


Fig. 10.

Le courant est amené au vase de verre par des fils entourés de tubes de caoutchouc D. La lampe repose sur une lame de caoutchouc L et est retenue en place par des ressorts garnis de caoutchouc. Sur la figure, la lampe est fixe; mais, dans le dernier modèle, elle est montée sur une bascule à ressort actionnée par un bouton placé sur le couvercle, ce qui facilite l'allumage. Un autre bouton V commande

un ressort flexible qui sert à chasser les bulles d'air formées sous la lentille H.

La lampe fonctionne normalement à 18 volts et 8 ampères. Elle peut être poussée pendant quelque temps à 20 ampères, mais ce régime abrège considérablement sa vie et donne lieu à un arc moins stable.

4° *Brûleur au sodium de M. F. Löwe* (*fig.* 10). — Un large bec plat C est monté sur un bec Bunsen et fournit une flamme ayant environ 5 centimètres de large. Cette flamme est alimentée de sel par une longue plaque de pierre ponce E imbibée de sel. La plaque est retenue par le ressort F, et sa distance à la flamme est réglée au moyen du bouton J. Devant la flamme se trouve un écran K qui la limite, afin de masquer ses contours à l'œil et d'éviter ainsi la fatigue résultant des changements continuels de la forme extérieure de la flamme.

Ce brûleur est surtout destiné à servir avec les réfractomètres à réflexion totale ou à incidence rasante qui exigent une source lumineuse monochromatique de grande dimension.

Le Métropolitain de Paris ;

Par M. Louis Biette (1),

Ingénieur en Chef des Ponts et Chaussées.

Le Chemin de fer Métropolitain, créé dans le double but de suppléer à l'insuffisance des moyens de transport en commun dans Paris et de permettre la mise en valeur des quartiers éloignés et moins peuplés de la capitale, comprend huit lignes qui ont été déclarées d'utilité publique par la loi du 30 mars 1898. Les deux dernières de ces lignes étaient concédées à titre éventuel : cette concession a été rendue définitive par deux lois postérieures datées des 22 avril 1902 et 6 avril 1903.

L'étude des relations à ménager entre les lignes métropolitaines et des meilleures conditions d'exploitation à appliquer dans l'intérêt du service public a conduit à modifier légèrement les parcours prévus à l'avant-projet primitif, tout en respectant l'ensemble du tracé : ce sont ces parcours modifiés que je vais vous indiquer brièvement.

La ligne n° 1 se rend directement de la porte de Vincennes à la

---

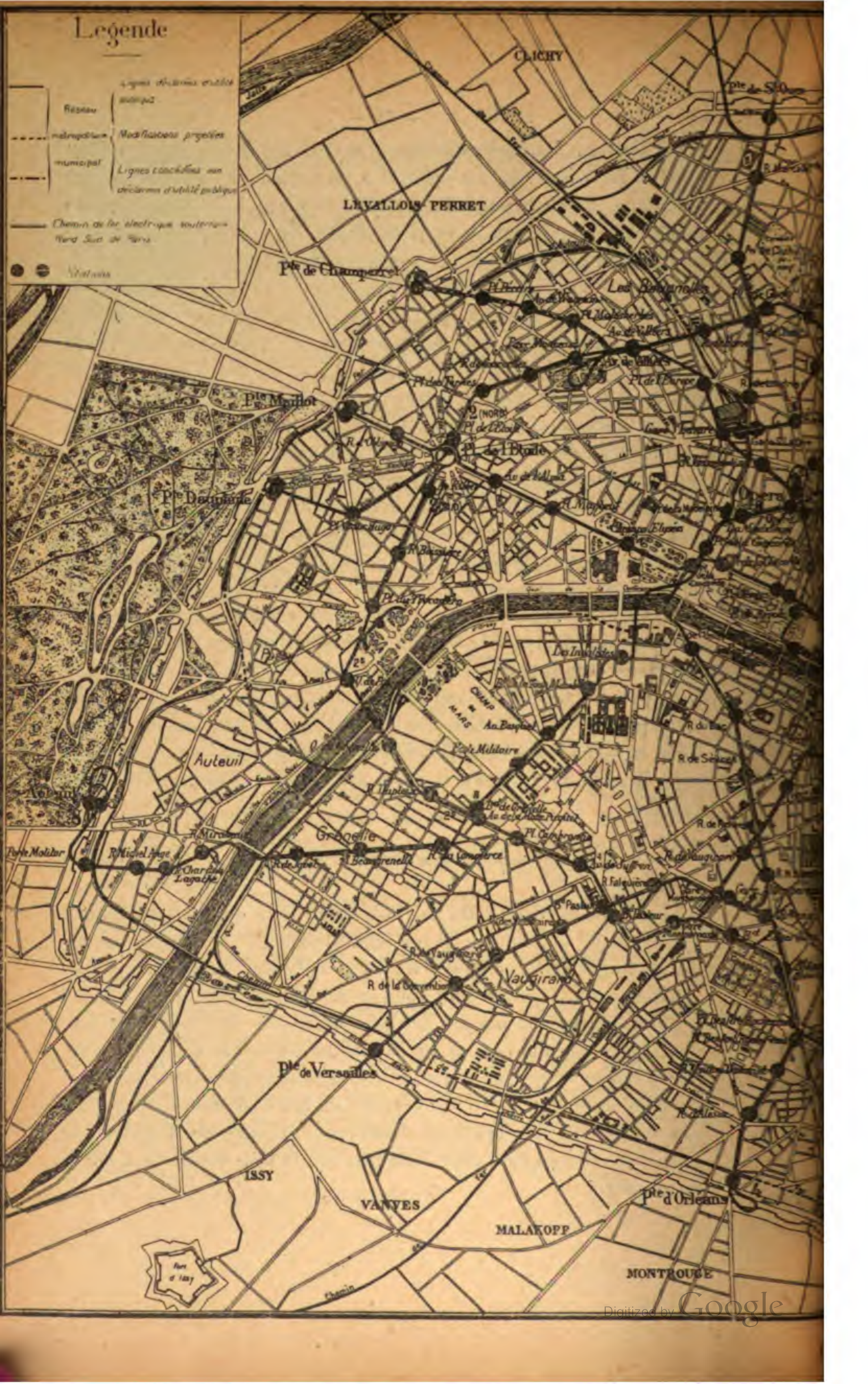
(1) Conférence faite le 3 Avril 1907.

porte Maillot. La ligne circulaire n° 2 a été fractionnée en deux parties. La partie nord, à laquelle a été rattaché le tronçon Étoile-Dauphine, va de la porte Dauphine à la place de la Nation par les boulevards extérieurs de la rive droite. La partie sud a été sectionnée à la place d'Italie : le tronçon venant de la place de l'Étoile a été soudé à la ligne n° 6 de façon à former une ligne continue de la place de l'Étoile jusqu'à la place de la Nation par les boulevards du sud ; en même temps, le tronçon prenant son point de départ à la place d'Italie a été rattaché à la ligne n° 5, et celle-ci a été prolongée jusqu'à la gare du Nord, réalisant ainsi une ligne ininterrompue depuis la gare du Nord jusqu'à la place d'Italie. La ligne n° 3 part du carrefour du boulevard de Courcelles et de l'avenue de Villiers, sur la ligne n° 2 nord, pour aboutir à Ménilmontant, place Gambetta. La ligne n° 4 traverse Paris, du nord au sud, de la porte de Clignancourt à la porte d'Orléans, en desservant la Cité. La ligne n° 7 relie le Palais-Royal à la place du Danube avec un terminus en boucle par la porte du Pré-Saint-Gervais et la place des Fêtes. La ligne n° 8, enfin, a son point de départ à Auteuil sur le trajet d'une boucle qui emprunte d'un côté la rue d'Auteuil, de l'autre les rues Molitor et Mirabeau; elle aboutit à l'Opéra, après avoir traversé Grenelle.

J'ajouterai, pour être complet, que deux lois récentes, en date du 26 février 1907, ont déclaré d'utilité publique le prolongement de la ligne n° 3 sur la porte de Champerret, par la place Péreire, et l'embranchement de la ligne n° 7 sur la porte de la Villette, par la rue de Flandre.

Quelques mots seulement des clauses principales de la concession du Métropolitain.

La loi du 30 mars 1898 fixe la largeur de la voie à l'écartement normal de $1^{m},44$, et celle du matériel roulant à $2^{m},40$, les dimensions des ouvrages étant calculées de façon à laisser entre leurs parois intérieures et le gabarit des voitures un intervalle libre d'au moins $0^{m},70$. L'écartement normal des rails permet au matériel du Métropolitain de circuler sur les grandes lignes, mais les dimensions réduites des ouvrages ne permettent pas pratiquement la réciprocité, de telle sorte que la loi sauvegarde en fait l'autonomie du réseau urbain, ce qu'avait recherché d'une façon différente la municipalité parisienne en adoptant dans l'avant-projet la voie étroite de 1 mètre de largeur.


Legende
Réseau
municipal
Modifications projetées
Stations
CLICHY
LEVALLOIS-PERRET
Pte de Champerret
Les Batignolles
Pte Maillot
Pl. de l'Etoile
Pte Dauphine
Auteuil
CHAMP DE MARS
Les Invalides
Grenelle
Vaugirard
Pte de Versailles
ISSY
VANVES
MALAKOFF
MONTROUGE
Pte d'Orléans
Fort d'Issy



Pte de Clignancourt
Pte de la Villette
PANTIN
LE PRE St GERVAIS
La Chapelle
La Villette
Pont de Flandre
R. de Crimée
R. Riquet
Montmartre
Pl. des Abbesses
Gare du Nord
Pl. du Danube
Pl. du Pré St Gervais
Pl. des Fêtes
Belleville
Le Combat
R. de Belleville
R. des Couronnes
Parmentier
R. Oberkampf
Pl. de la République
Pl. Gambetta
Charonne
R. de Bagnolet
R. d'Avron
Pte de Vincennes
Pl. de la Nation
Av. de St Mandé
Bd Richard Lenoir
R. St Sabin
Pl. de la Bastille
Arsenal
Gare de Lyon
R. de Reuilly
Gare d'Orléans
R. de Bercy
R. de Charenton
Pl. Daumesnil
St MANDÉ
R. du Chevaleret
R. Nationale
R. de Campo Formio
R. St Jacques
Pl. d'Italie
R. Corvisart
Bercy
BOIS DE VINCENNES
FLEUVE
IVRY
GENTILLY
CHARENTON

La concession du Métropolitain a été accordée pour trente-cinq ans à la Compagnie générale de Traction, qui s'est substitué, conformément aux clauses de sa convention avec la Ville, une Société anonyme constituée par décret du 19 avril 1899 sous le nom de Compagnie du Chemin de fer Métropolitain de Paris. Le capital de cette Compagnie s'élève aujourd'hui à 100 millions de francs, dont 25 millions d'obligations.

La convention de concession stipule que la Ville de Paris exécutera elle-même les travaux de l'infrastructure, c'est-à-dire les travaux souterrains, tranchées, viaducs nécessaires à l'établissement de la plate-forme du chemin de fer ou au rétablissement des voies publiques empruntées, et, en outre, à titre exceptionnel, les quais de voyageurs dans les stations, à l'exclusion des ouvrages y donnant accès. Toutes les autres dépenses sont à la charge du concessionnaire, notamment l'installation des voies et des transmissions électriques, l'aménagement des accès aux stations, l'établissement et le fonctionnement des ouvrages pour l'aération et l'épuisement des eaux, la construction des ateliers et usines électriques, la fourniture du matériel roulant, etc. En un mot, la Ville construit à ses frais les ouvrages souterrains ou aériens qui doivent contenir ou supporter les voies; la Compagnie du Métropolitain pose ces voies, les équipe, assure l'accès aux stations, fournit le matériel et les usines électriques et exploite.

Pour faire face aux charges qui lui incombent, la Ville de Paris est autorisée à prélever une part sur le produit des tarifs ; cette part est calculée à raison de 0 fr. 05 par billet de seconde classe ou d'aller et retour et de 0 fr. 10 par billet de première classe. Les prélèvements s'accroissent légèrement lorsque le nombre annuel des voyageurs dépasse 140 millions: cette éventualité s'est réalisée pour la première fois dans le dernier trimestre de 1905.

La convention de concession règle les conditions du travail des ouvriers et employés de la Compagnie et contient, à leur bénéfice, un assez grand nombre de dispositions humanitaires : repos hebdomadaire, — congé annuel de dix jours sans retenue de salaire, — salaire intégral pendant les périodes d'instruction militaire, durant les maladies, en cas d'accident, — assurance aux frais de la Compagnie, — retraite, etc.

Quel est le développement du réseau métropolitain? A combien s'élève son prix de revient? Quelle est, à l'heure présente, la situa-

tion exacte de l'entreprise? Quelles sont les extensions prévues?

Pour répondre à ces diverses questions, je vous dirai, d'abord, que l'ensemble des huit lignes métropolitaines présente un développement de 77 kilomètres. La construction des trois premières lignes, dont la longueur totale atteint 42 kilomètres, et qui forment ce qu'on appelle le premier réseau, devait être terminée dans un délai de huit ans, expirant le 30 mars 1906 : elle a été achevée à la fin de décembre 1905. La construction des cinq autres lignes, qui constituent les deuxième et troisième réseaux, comporte un délai maximum de dix ans dont le terme extrême est le 28 décembre 1915. Il est certain aujourd'hui que cette durée sera sensiblement abrégée : sauf incidents imprévus, on peut escompter la mise en exploitation complète du Métropolitain pour le début de l'année 1910.

Les ressources destinées à l'exécution des travaux d'infrastructure proviennent de deux emprunts que la Ville de Paris a été autorisée à contracter par deux lois du 4 avril 1898 et du 26 juin 1903, et dont le montant total s'élève à 335 millions de francs. Ces emprunts sont gagés par les prélèvements opérés sur les recettes brutes du trafic ; leur taux moyen, compris intérêt, amortissement, lots, primes de remboursement, ressort à 3,66 0/0.

Sur la somme totale de 335 millions ainsi empruntée, 285 millions seulement s'appliquent aux travaux proprement dits ; le reste va aux frais d'emprunt, aux dépenses de voirie nécessitées par l'exécution de certaines lignes, enfin à une réserve (environ 15 millions) qui sera utilisée pour la construction d'embranchements ou de raccordements.

Si l'on ajoute aux 77 kilomètres qui représentent la longueur totale des huit lignes métropolitaines la longueur des voies d'évitement, de raccordement, etc., on arrive à un ensemble de 84^{km},7 de voie double. En tablant sur ce chiffre, on trouve que l'infrastructure du Métropolitain revient à un prix moyen kilométrique de 3.400.000 francs environ. On peut estimer, d'autre part, à 1.500.000 francs au minimum le prix kilométrique des dépenses à la charge de la Compagnie, de sorte que l'ensemble des dépenses par kilomètre de voie double ressort, en chiffres ronds, à 4.900.000 francs.

A l'heure actuelle, les trois premières lignes sont en exploitation, ainsi que la partie de la ligne n° 5 comprise entre le pont d'Austerlitz et la rue de Lancry, à une centaine de mètres de la gare de l'Est. Les travaux des cinq autres lignes sont en cours, avec des degrés

d'avancement différents. L'infrastructure de la partie de la ligne n° 4 comprise entre l'origine à la porte de Clignancourt et le Châtelet s'achève ; celle de la ligne n° 6 est terminée. On peut prévoir l'ouverture au service public de ces deux parties du réseau, sinon pour la fin de l'année, du moins pour le début de 1908.

Le succès qui a accueilli l'ouverture des premières lignes métropolitaines a conduit la Ville de Paris à rechercher les moyens de parachever l'œuvre entreprise par la création de lignes nouvelles.

Dans le courant de 1903, elle a concédé à MM. Berlier et Janicot une ligne partant de Montmartre (place des Abbesses) pour aboutir à la gare Montparnasse par la gare Saint-Lazare et la place de la Concorde, avec extensions au nord sur la porte de Saint-Ouen, au sud sur la porte de Versailles. Cette ligne a été déclarée d'utilité publique par deux lois des 3 avril et 19 juillet 1905 : l'exécution en est entreprise. La concession diffère de celle du réseau municipal en ce que la Société rétrocessionnaire, qui a pris le nom de Société du Chemin de fer électrique souterrain Nord-Sud de Paris, est chargée de la totalité des travaux. L'expérience qui va être ainsi tentée permettra d'utiles comparaisons entre les deux modes de concession.

Le Conseil municipal a fait, en outre, étudier et mettre à l'enquête un assez grand nombre de tracés nouveaux. Je me bornerai à vous indiquer ici celles de ces lignes dont l'exécution peut être considérée aujourd'hui comme à peu près certaine. Ce sont :

L'embranchement de la ligne circulaire n° 2 sud, du Trocadéro à la porte de Saint-Cloud par la rue de la Pompe et la rue Mozart ;

Le prolongement de la ligne n° 3 sur la porte des Lilas par l'avenue Gambetta ;

Le prolongement de la ligne n° 7 jusqu'à l'Hôtel de Ville par la rue des Tuileries et les quais de rive droite ;

Le prolongement de la ligne n° 4 au sud, jusqu'au parc de Montsouris.

Sur quelles données est établi le réseau métropolitain?

La commission technique qui, en 1872, formula pour la première fois, d'une façon précise, les données essentielles du réseau urbain, s'était visiblement inspirée de l'exemple de Londres, et c'est même à l'initiative des Anglais que le nom de Métropolitain fut attribué aux voies ferrées parisiennes.

Londres possède un chemin de fer analogue à notre chemin de fer de

Ceinture, avec cette différence qu'il dessert des zones beaucoup plus peuplées. Depuis l'établissement de ce chemin de fer, les ingénieurs anglais ont abordé la construction d'une série de lignes électriques souterraines, dites « tube railways », dont la plus ancienne est le « City and South London Railway », et la dernière en date le « Great Northern, Brompton and Piccadilly Railway ».

Ces tubes sont établis dans des souterrains circulaires qui reçoivent un revêtement en fonte; chaque voie a son souterrain séparé dont le profil enveloppe aussi étroitement que possible le gabarit des voitures, et les souterrains sont construits à grande profondeur au-dessous du sol. Une section plus large est adoptée pour les stations auxquelles on accède par des ascenseurs installés dans des puits verticaux à revêtement métallique.

Ce mode de construction est excellent lorsqu'il s'agit d'établir la voie ferrée dans des terrains mouillés, à la traversée du lit d'un fleuve par exemple; et c'est d'ailleurs dans ces conditions qu'il a reçu sa première application. Mais, si le terrain n'est pas mouillé et présente une cohésion suffisante, — et c'est justement le cas général à Londres, — la solution ne se défend guère. Le revêtement en fonte est alors parfaitement inutile; son emploi, dispendieux, grève inutilement le capital de premier établissement. Les souterrains jumeaux, dans lesquels les voies et les stations sont isolées, sont une gêne constante pour l'exploitation. L'établissement des souterrains à grande profondeur donne lieu à des difficultés d'accès qui se traduisent par une perte de temps pour le public, par une dépense élevée pour l'exploitant; il peut entraîner des désordres graves dans les immeubles voisins, soit en cas d'accident pendant la construction, soit encore pendant l'exploitation, en raison de la propagation, par le terrain ambiant, des chocs et des vibrations dus au passage des trains.

Tous ces inconvénients, révélés par l'exemple de Londres, se seraient évidemment présentés à Paris, si l'on avait appliqué le même système, avec cette circonstance aggravante qu'en nombre de points, le sous-sol étant mouillé par des nappes souterraines, le travail à grande profondeur eût été rendu plus difficile, plus dangereux et plus onéreux. Aussi, avons-nous adopté une solution tout à fait différente qui peut se définir par les caractéristiques suivantes : proscription absolue des tubes à revêtement métallique, sauf à la traversée du lit de la Seine; — adoption d'un souterrain maçonné à

double voie ; — maintien du tracé aussi près que possible de la surface du sol.

Les avantages de cette solution, — économie dans la construction, — facilité d'exploitation, — commodité d'accès, etc., — sont évidemment la contre-partie des inconvénients que j'ai signalés pour les tubes anglais. On pourrait lui reprocher, il est vrai, de nécessiter le remaniement des canalisations souterraines qui se trouvent nombreuses dans le sous-sol des voies publiques ; mais, dans la pratique, il a toujours été possible de rétablir ces canalisations sans difficulté sérieuse, et la dépense, bien que fort importante, n'est pas comparable au surcroît de frais que le tube entraîne en pure perte. En tout cas, cette dépense ne peut être mise en balance avec les avantages procurés.

Sur 10 0/0 environ de la longueur totale, le Métropolitain sera aérien ; sur le reste du parcours, il sera construit en souterrain. Le réseau urbain est établi sur ou sous les voies publiques ; ce n'est que dans des cas exceptionnels, et toujours pour des parcours extrêmement limités, qu'il pénètre dans le tréfonds des immeubles riverains. En raison des sujétions de toute nature qui résultent de cette disposition, le tracé des lignes a dû se soumettre à une flexibilité beaucoup plus grande que celle des grands réseaux ; sur ceux-ci, les déclivités restent en général au-dessous de 20 millimètres par mètre, et la courbure de la voie ne descend guère au-dessous du rayon de 300 mètres ; sur le Métropolitain, les déclivités peuvent atteindre 40 millimètres par mètre et les rayons des courbes s'abaisser jusqu'à 75 mètres, voire même, exceptionnellement, il est vrai, jusqu'à 50 mètres.

Le profil normal du souterrain à deux voies comporte un revêtement entièrement maçonné sur tout le pourtour. Ce revêtement est constitué par une voûte elliptique de $7^{m},10$ d'ouverture qui repose sur deux piédroits latéraux limités par des arcs de cercle ; la section est complétée par l'arc concave du radier. La hauteur totale de l'ouvrage dans œuvre est de $5^{m},20$. L'application de ces dispositions suppose que la distance du rail au sol descend à 6 mètres environ. Quand cette condition ne peut être réalisée, on substitue au souterrain une tranchée à parois et à radier maçonnés couverte par un tablier métallique analogue à celui des ponts-routes.

Les stations souterraines sont voûtées lorsqu'il y a au moins 7 mètres de distance entre le rail et la surface du sol ; elles sont

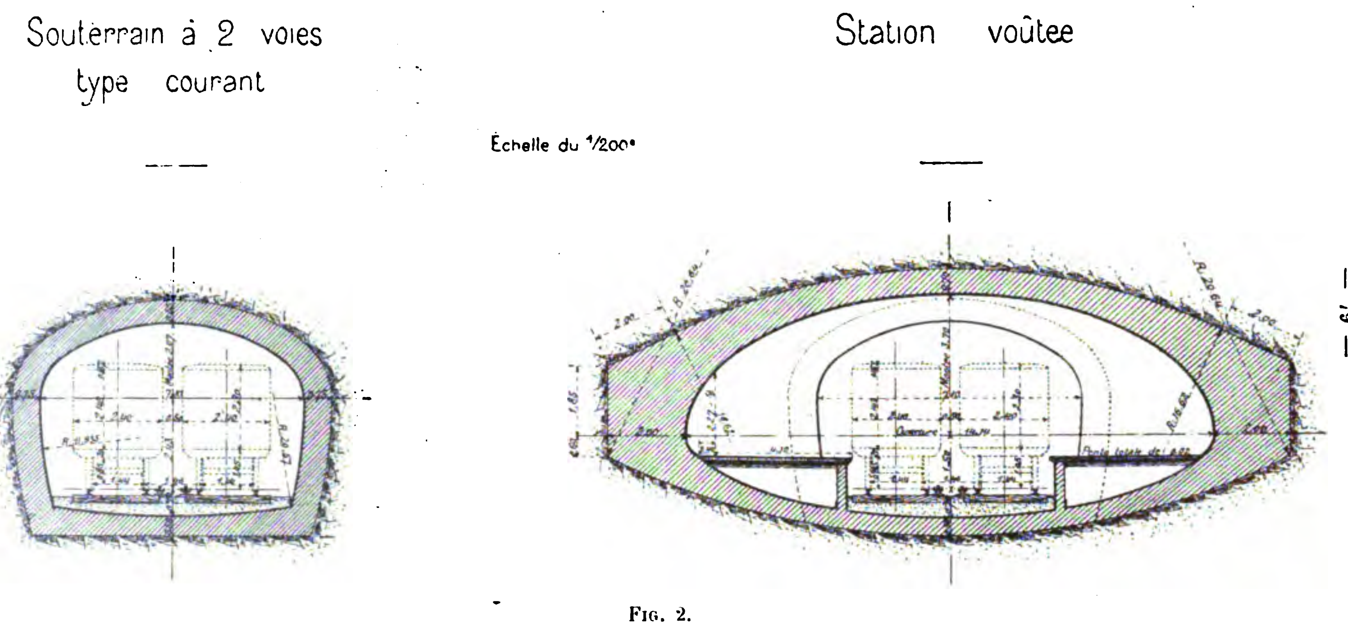

Souterrain à 2 voies
type courant
Échelle du 1/200e
Station voûtée

Fig. 2.

couvertes d'un tablier métallique lorsque cette hauteur n'est pas disponible. La section des stations voûtées est formée de deux demi-ellipses ayant un grand axe commun de 14^{m},14 : l'ellipse supérieure forme la voûte, l'ellipse inférieure constitue le radier; la hauteur totale dans œuvre atteint 5^{m},90. Les stations à tablier métallique sont analogues aux tranchées couvertes; elles mesurent 13^{m},50 de largeur dans œuvre.

Chaque station comprend deux quais latéraux de 75 mètres de longueur et de 4^{m},10 de largeur, arasés légèrement en contre-bas du plancher des voitures.

Dans les terrains inconsistants, les profils que je viens d'indiquer sont modifiés ou renforcés à la demande. Je reviendrai sur ce point tout à l'heure.

Dans les parties aériennes du tracé, les voies sont supportées par un viaduc métallique formé d'une suite de travées indépendantes, de portée variable, et composées de deux poutres de rive soutenant le tablier à leur partie inférieure. Ces travées prennent appui sur des colonnes en fonte, et, exceptionnellement, sur des piliers en maçonnerie, de dimensions aussi réduites que possible. L'ouverture des travées est commandée en certains points par les conditions locales; là où cette sujétion n'existe pas, c'est une ouverture voisine de 22 mètres qui satisfait le plus commodément aux données de la construction. Des portées plus grandes ont dû être adoptées à la traversée de voies importantes ou de chemins de fer : c'est ainsi que le passage de la Circulaire Nord sur les chemins de fer du Nord et de l'Est a nécessité la construction de trois travées de 75 mètres d'ouverture. De même, la traversée de la gare d'Austerlitz (chemin de fer d'Orléans) s'effectue sur deux travées jumelles de 52 mètres de longueur.

Dans le cas le plus général, la voie est ballastée. Cette disposition a été adoptée en vue de diminuer les vibrations au passage des trains et d'atténuer, dans la mesure du possible, le bruit et les trépidations qui en résultent. Toutefois, dans les viaducs de grande portée, on a supprimé le ballast pour éviter un surcroît de poids et une dépense exagérée.

Les stations aériennes sont conçues sur le même type que les viaducs; elles renferment, comme les stations souterraines, deux quais de 75 mètres de longueur et de 4^{m},10 de largeur. Une toiture en fer et vitrage recouvre les quais.

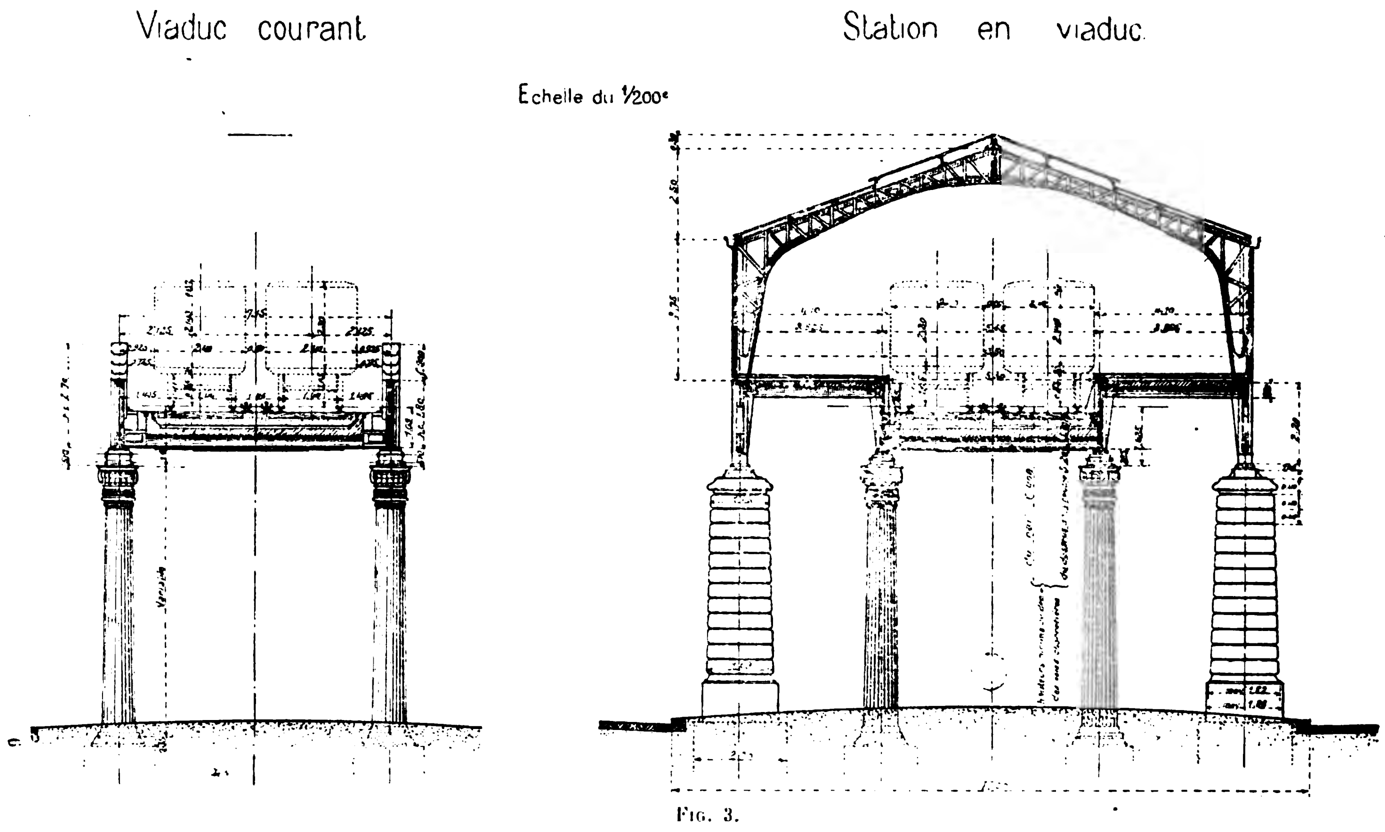


Fig. 3.

Les maçonneries du Métropolitain sont, d'une façon presque exclusive, exécutées au mortier de ciment; on obtient ainsi, en même temps qu'une prise plus rapide, une résistance plus grande pour une même épaisseur, et, partant, une économie. La chaux n'a été employée que pour les maçonneries à l'air libre, comme les supports des viaducs par exemple. En souterrain, on utilise la maçonnerie de meulière pour la confection des voûtes; le béton sert à exécuter les piédroits et les radiers.

D'une façon générale, les diverses lignes du Métropolitain ont leur existence propre; elles ne s'embranchent pas les unes sur les autres; aux points de contact, les voyageurs changent de voiture. Ce système donne plus de régularité à l'exploitation et permet de desservir chaque ligne d'une façon plus intense; il supprime d'ailleurs le danger de prise en écharpe aux aiguillages, qui est d'autant plus à redouter que le nombre de trains est plus grand. On lui reproche, il est vrai, d'accroître la fatigue des voyageurs et de causer une perte de temps appréciable; mais la sécurité et la régularité de l'exploitation doivent l'emporter sur cette légère incommodité du public.

Les trains circulant à des intervalles très rapprochés, il importe d'éviter toute perte de temps aux terminus, ce qui conduit à rechercher le moyen de supprimer, en ces points, les manœuvres d'aiguillage, de refoulement, etc. On y est parvenu en établissant aux extrémités de chaque ligne une boucle d'évitement, qui permet aux trains de passer directement de l'arrivée au départ. Les conditions d'installation de cette boucle varient suivant la disposition des lieux. Aux extrémités de la ligne n° 1, par exemple, qui se trouvent placées dans de larges avenues, on a établi aux terminus deux stations distinctes, l'une pour l'arrivée, l'autre pour le départ, et ces stations ont été réunies par un souterrain en courbe de faible rayon. Sur d'autres points, — à la place de la Nation pour le terminus des lignes n° 2 Nord et 6, à la place de l'Étoile et à la place d'Italie pour la ligne n° 2 Sud, — on a fait décrire à la voie ferrée un cercle aussi grand que possible, et sur le parcours de ce cercle on a placé la station finale. Cette seconde solution permet d'ailleurs, en construisant la boucle à deux voies, de munir le terminus de garages sur lesquels on peut remiser des trains de réserve et une partie des trains du service courant aux heures où l'exploitation est moins chargée.

Avant de vous entretenir de l'exécution des travaux du Métropolitain, il me paraît utile de vous rappeler, en quelques mots, la constitution géologique du sous-sol parisien.

Paris est bâti dans une plaine qu'encerclent les hauteurs de Passy, de Montmartre, de Belleville et de Ménilmontant sur la rive droite, du Montparnasse et de la montagne Sainte-Geneviève sur la rive gauche. Les érosions de la Seine ont fait disparaître, dans la plaine, une grande partie des premiers dépôts sédimentaires pour y substituer une couche d'alluvions qui reposent directement sur les marnes du calcaire grossier. Si l'on fait abstraction de ces érosions, on peut reconstituer, sur une épaisseur totale de 135 mètres environ, la succession normale des dépôts compris entre les sables de Fontainebleau, à la partie supérieure, et la craie de Meudon, à la partie inférieure.

Les formations superposées au calcaire grossier ne se rencontrent que sur les hauteurs qui dominent le fleuve. Les sables de Fontainebleau, les calcaires de la Brie et les marnes vertes apparaissent au sommet des collines de Montmartre et de Belleville. Les assises du gypse, en formation puissante sur 16 mètres d'épaisseur, règnent sur la partie nord et nord-est de la ville; elles ont été exploitées, et les vestiges d'anciennes carrières que l'on rencontre à leur emplacement compliquent singulièrement les travaux souterrains. Les calcaires de Saint-Ouen et les sables de Beauchamp, placés directement au-dessous du gypse, se développent dans la région nord-ouest. Le calcaire grossier, sur une épaisseur de 30 à 40 mètres, constitue principalement le sous-sol dans les quartiers sud et sud-ouest. Comme le gypse, le calcaire a été exploité en grand: quelques-unes des anciennes carrières se trouvent dans un remarquable état de conservation, en particulier celles où sont établies les catacombes; mais un assez grand nombre, ayant subi les atteintes du temps, ont nécessité d'importants travaux de consolidation sur le parcours des lignes métropolitaines. L'argile plastique apparaît seulement dans le quartier d'Auteuil. Quant à la craie blanche, elle n'affleure qu'en un point dans ce dernier quartier, mais on la trouve au Point-du-Jour à peu de profondeur au-dessous de la Seine.

Ces assises géologiques ont opposé à la construction du Métropolitain des difficultés plus ou moins grandes. Les sables de Fontainebleau, en général très fins et presque toujours imprégnés d'eau, les marnes vertes, le plus souvent humides et glissantes, sont des ter-

rains redoutables dans lesquels la construction d'un souterrain à proximité d'immeubles constitue un véritable tour de force. Les calcaires de Saint-Ouen et les sables de Beauchamp offrent, au contraire, la plus grande sécurité. Il en est de même du gypse et du calcaire grossier lorsqu'ils sont en place, mais ce cas est rare à Paris ; ordinairement, les bancs ont été excavés et les anciennes carrières qu'il faut traverser, suivre ou côtoyer exigent la plus grande attention et la plus grande prudence.

L'argile plastique se laisse facilement pénétrer, mais son défaut de résistance rend l'établissement des galeries particulièrement délicat. Les alluvions quaternaires, dans la partie basse de Paris, sont des terrains variables, plus ou moins faciles à travailler, selon le grain du sable qui les constitue : en général, elles ne présentent pas trop de difficultés. Mais les risques apparaissent lorsque les galeries pénètrent dans cette couche de remblais de différents âges qu'ont accumulés, sous le sol des voies publiques, les transformations successives du vieux Paris. Ces remblais, dont l'épaisseur est parfois considérable (10 mètres à la Bastille), sont formés de gravats coulants, fréquemment coupés par de vieilles maçonneries, et le concours de ces deux circonstances complique le travail d'une façon pénible.

Je passe à l'exécution des travaux.

L'exécution d'une ligne métropolitaine est toujours précédée de travaux préparatoires : déviation d'égouts, de conduites d'eau, de canalisations diverses, consolidation du sous-sol lorsqu'il est miné par d'anciennes carrières ; il faut faire place nette et laisser le champ libre à la voie ferrée. Pour la construction de la ligne, on fractionne son parcours en lots dont la longueur, ordinairement voisine de 1 000 mètres, ne dépasse guère 1 500 mètres pour les parties souterraines et 900 mètres pour les parties aériennes.

C'est à l'énergie électrique que l'on a recours, sur tous les chantiers du Métropolitain, pour la production de la force et de la lumière : l'adoption de cette mesure a puissamment contribué à la réussite et à la rapidité de l'exécution.

La méthode suivie pour l'exécution du souterrain est, presque sans exception, la suivante : construction préalable de la voûte, reprise en sous-œuvre des murs latéraux ou *piédroits*, enlèvement du noyau de terre central (ou *stross*), établissement du radier. Pour les

stations, ainsi que pour les ouvrages spéciaux de grandes dimensions, les reprises en sous-œuvre pourraient être dangereuses, et il convient de les éviter : on opère alors de façon différente. On exécute d'abord les piédroits ou les culées et l'on procède ensuite soit à la construction de la voûte, soit à la pose du tablier métallique; le stross est enlevé souterrainement et l'on finit par la maçonnerie du radier.

La construction des viaducs débute par l'édification ou la mise en place des appuis; les poutres, découpées en tronçons, sont ensuite amenées sur place, montées, assemblées et rivées sur des ponts provisoires en charpente; on termine par l'exécution des voûtelettes en briques ou par la mise en place du platelage du tablier, et par la peinture.

Au début de la construction du Métropolitain, sur la ligne n° 1, on a tenté, pour l'exécution de la voûte, l'emploi d'un engin spécial appelé *bouclier*. Le bouclier est une invention de l'ingénieur français Brunel, qui l'appliqua à la construction du tunnel entrepris par lui, en 1825, sous la Tamise à Londres. Il consiste en une sorte de carapace métallique qui épouse la forme extérieure du souterrain à construire; à l'abri du bec du bouclier s'exécute la fouille, à l'abri de la queue le revêtement maçonné. Dans la partie centrale, un bâti supporte des presses hydrauliques ou vérins, qui, prenant appui à l'arrière sur les cintres du revêtement déjà exécuté, permettent de déplacer progressivement l'engin selon les besoins de l'avancement, sans cesser de soutenir les terres.

On avait compté, en employant le bouclier, exécuter rapidement la voûte sans bouleverser les revêtements de la voie publique : malheureusement le résultat n'a pas répondu à cette attente. De nouvelles tentatives faites récemment sur un lot de la ligne n° 6 et sur un lot de la ligne n° 7 avec un engin perfectionné n'ont pas complètement réhabilité la méthode. La raison en est que, si le bouclier se prête bien à l'exécution d'un souterrain dans un sol vierge, à travers des couches homogènes, ou encore lorsque le souterrain doit recevoir un revêtement robuste comme un tubage métallique, il n'en est pas de même dans un terrain varié comme l'est le sous-sol parisien. Dans un semblable terrain, on est souvent conduit à donner un surcroît de résistance aux maçonneries, soit en modifiant le profil extérieur, soit en augmentant l'épaisseur des revêtements : de telles modifications ne sont guère compatibles avec l'emploi du bouclier.

Pour l'emploi des galeries boisées, on commence par percer à la partie supérieure du souterrain une galerie d'avancement, en soutenant les terres au moyen de coffrages en planches que supportent, de distance en distance, des cadres en charpente. La section de cette galerie et les dimensions des boisages varient avec la nature et la consistance des couches traversées. En terrain moyen, l'intervalle entre les cadres est ordinairement de $1^m,50$ à $1^m,60$; la section de la galerie est un trapèze dont les dimensions usuelles sont 2 mètres à $2^m,10$ pour la hauteur, 2 mètres pour la largeur au sol, $1^m,60$ pour la largeur au ciel.

Quand la galerie d'avancement est exécutée sur une certaine longueur, on procède à la construction de la voûte par *abatage :* on déblaie, on abat les terres de part et d'autre de la galerie suivant le profil extérieur de la voûte, en maintenant le terrain au fur et à mesure par le moyen de planches que supportent des longrines disposées parallèlement à l'axe du souterrain et que soutiennent des contrefiches et des butons appuyés sur le sol de la galerie élargie. Cette opération se fait ordinairement par tronçons correspondant à l'intervalle de deux cadres, c'est-à-dire sur une longueur de 3 mètres à $3^m,20$. Plusieurs abatages sont entrepris à la fois, mais on a soin de les espacer de façon à ne pas compromettre la stabilité du terrain supérieur. L'abatage terminé, on exécute la maçonnerie de la voûte sur cintre, à la façon ordinaire.

Dans les terrains consistants, et en vue de simplifier la marche du chantier, on établit quelquefois deux galeries superposées, l'une à la partie supérieure du souterrain, l'autre à la partie inférieure, celle-ci précédant celle-là d'une cinquantaine de mètres : la galerie inférieure est utilisée pour l'évacuation des déblais, la galerie supérieure pour l'amenée des matériaux.

Lorsqu'une certaine longueur de voûte est exécutée, on entreprend la construction des piédroits par reprise en sous-œuvre. Si le terrain est solide, on commence par déblayer presque entièrement le stross, et on achève la fouille du piédroit sur une longueur de 3 à 4 mètres en étrésillonnant au besoin la voûte ; on procède ensuite à la confection de la maçonnerie. Dans le cas de terrains ébouleux, les fouilles de piédroits, limitées à une étendue de 1 mètre à $1^m,50$, sont pratiquées par une succession de saignées latérales, et ce n'est qu'après l'achèvement des piédroits que l'on déblaie le stross.

La construction du radier s'effectue aisément par coulage de béton

dans la fouille préalablement ouverte. Les enduits se posent après régularisation du parement : ceux de voûte et de piédroits sont attaqués avant l'achèvement du revêtement du souterrain, dès que la longueur exécutée présente un développement suffisant.

Pour combler les vides qui subsistent toujours derrière les maçonneries et assurer, dans la mesure du possible, l'étanchéité de la voûte, on procède, après l'exécution de celle-ci, à des injections de mortier de ciment liquide dans le terrain ambiant. Ces injections se font à la pression de 3 kilogrammes par des trous que l'on ménage dans la voûte au cours de la construction.

Il est à peine besoin de dire que l'on se ferait une idée tout à fait inexacte des conditions dans lesquelles s'exécutent les lignes métropolitaines, si l'on s'imaginait que, dans tous les cas, les choses se passent aussi simplement que je viens de l'indiquer. Les canalisations multiples que recèle le sous-sol de Paris, la Seine, les canaux, les chemins de fer constituent autant d'obstacles qu'on ne peut souvent tourner qu'au prix des plus sérieuses difficultés, et qui nécessitent des dispositions spéciales dans la construction. Des difficultés d'un autre ordre, et qui ne sont pas toujours les moindres, tiennent encore à la nature des terrains rencontrés. Je me bornerai à quelques exemples caractéristiques.

Voici d'abord la photographie d'un chantier établi à la place de la République pour la construction de deux souterrains accolés de la ligne n° 5. Elle vous montre les boisages qu'il a fallu exécuter dans des égouts désaffectés pour le passage des galeries.

La ligne circulaire n° 2 traverse la Seine en deux points, à Passy et en amont du pont d'Austerlitz. Ces traversées, qui sont aériennes, ont nécessité la construction de viaducs monumentaux.

Le viaduc de Passy, qui occupe l'emplacement de l'ancienne passerelle à piétons, édifiée en 1878 à l'occasion de l'Exposition universelle, comporte deux étages : étage inférieur pour la circulation des voitures et des piétons, étage supérieur réservé au chemin de fer.

L'ouvrage qui traverse la Seine, divisée en deux bras par l'île des Cygnes, a une longueur totale de 237 mètres entre appuis sur chacune des rives. Trois travées, et par conséquent deux piles, sont établies dans chaque bras. Les travées comprennent chacune dix fermes ; leur forme apparente est celle d'un arc : elles sont cons-

truites en réalité en cantilever, c'est-à-dire constituées par deux demi-arcs s'équilibrant sur chacune des piles en rivière, prenant appui sur les culées, et réunis au milieu de la passe centrale par une petite poutre de jonction. Cette forme a été adoptée parce qu'elle ne donne lieu qu'à des pressions verticales sur les piles, ce qui permet de réduire l'importance des fondations ; cette réduction était particulièrement intéressante à réaliser à Passy, où il a fallu prendre appui sur la craie de Meudon à 15 mètres en contre-bas du niveau du fleuve, après avoir traversé l'argile plastique.

L'étage inférieur du viaduc de Passy mesure $24^{m},70$ de largeur ; il comprend un plateau central qui sépare deux chaussées, flanquées elles-mêmes d'un trottoir de rive. Au-dessus du plateau central, l'étage supérieur, qui livre passage au chemin de fer, est porté par une série de couples d'élégantes colonnettes que l'on a implantées normalement à l'axe du chemin de fer de façon à supprimer l'impression désagréable du biais que présente l'ouvrage par rapport aux rives de la Seine.

Sur l'île des Cygnes, dans la partie médiane, les deux séries d'arcs métalliques sont séparées par un ouvrage monumental en pierres de taille.

Les piles et les culées du viaduc ont été fondées à l'air comprimé : l'ouvrage de l'île des Cygnes est établi sur pilotis.

Le viaduc de Passy est entièrement construit en acier doux laminé ; le poids total de l'acier entré dans la construction s'élève à 3 500 tonnes. Des bas-reliefs de MM. Coutan et Injalbert ornent les deux faces du massif de l'île des Cygnes. Au-dessus de chaque pile en rivière, le tympan des arcs a reçu des groupes en fonte de deux personnages dont la statuaire a été confiée à M. Gustave Michel. Le détail d'architecture est de M. Formigé. Les travaux ont duré un peu plus de deux ans (mai 1903-juillet 1905).

Le viaduc d'Austerlitz, uniquement destiné au passage des trains, franchit la Seine d'un seul jet, à 200 mètres environ en amont du pont du même nom. Sa largeur totale entre appuis sur chacune des rives atteint 140 mètres, dépassant de 23 mètres celle du pont Alexandre III, qui, avant lui, détenait le record de la portée dans Paris. Il est constitué par deux arcs en acier, distants de $7^{m},80$, auxquels se trouve suspendu le tablier portant les voies. Ces arcs sont munis de trois articulations, placées l'une à la clef, les deux

autres aux reins. Le tablier coupe le plan des arcs à la hauteur de ces dernières articulations. Le tronçon d'arc situé au-dessous du tablier et la portion correspondante de celui-ci, fortement ancrés dans les culées, constituent en réalité deux consoles sur l'extrémité desquelles viennent s'appuyer les parties centrales des deux fermes. Cette disposition a permis de réduire à 107 mètres la portée effective des arcs et de diminuer en conséquence leur montée, au grand avantage de l'élégance, sans pour cela augmenter d'une façon notable la poussée sur les massifs de fondation.

Les culées ont été descendues, au moyen de l'air comprimé, sur le calcaire grossier que l'on trouve à 10 mètres environ en contre-bas de la Seine ; elles sont fort importantes, et chacune d'elles, avec le pylône qui la surmonte, a absorbé un cube de pierres qui ne mesure pas moins de 1.900 mètres cubes. La partie métallique pèse 1.000 tonnes en nombre rond. L'architecture et les motifs décoratifs sont de M. Formigé. Les travaux ont duré un an (novembre 1903-décembre 1904).

A la sortie du viaduc, sur la rive droite, la ligne traverse le bas port de Bercy suivant une courbe de 75 mètres de rayon, en pente continue de 40 millimètres par mètre. Dans la majeure partie de ce développement, la voie est portée par deux travées métalliques dont les dispositions sont entièrement nouvelles. Jusqu'ici, pour le passage d'une voie en courbe sur un viaduc métallique, on plaçait les poutres de rive suivant un contour polygonal qui suivait d'aussi près que possible les positions sucessives que vient occuper le matériel roulant : cette solution ne conduit pas toujours à une disposition très élégante. A Bercy, on a imaginé un développement courbe, parallèle à l'enveloppe du matériel roulant, de telle sorte que les poutres de rives sont établies suivant une surface hélicoïdale qui rappelle celle des limons des escaliers en vis. C'est le premier exemple d'un pont de ce genre, et l'effet en est particulièrement heureux. Il faut dire toutefois que ce type entraîne des complications considérables qui n'ont pu être surmontées que grâce à l'extrême habileté des constructeurs qui l'ont imaginé.

Deux autres lignes métropolitaines, les lignes nos 4 et 8, traversent encore la Seine, mais ici les traversées sont souterraines ; le passage s'effectue sous le lit du fleuve. Je ne vous parlerai que de la ligne no 4, dont vous allez visiter les chantiers, actuellement en pleine activité.

La ligne n° 4 pénètre dans la nappe aquifère souterraine au carrefour de la rue des Halles et de la rue Saint-Denis ; elle y demeure jusqu'au carrefour de la rue Danton et du boulevard Saint-Germain. Outre les traversées des deux bras du fleuve, le tracé comporte un passage sous la ligne métropolitaine n° 1 à la rue de Rivoli, et un passage sous les voies ferrées de l'Orléans à l'amont du pont Saint-Michel. Deux stations à grande profondeur seront établies en outre, l'une au Marché aux Fleurs, l'autre à la place Saint-Michel. L'ensemble de ces ouvrages offre un développement de près de 1 100 mètres, sur lequel les difficultés surgissent pour ainsi dire à chaque pas. Les dispositions à prendre pour l'exécution ont été arrêtées à la suite d'un concours auquel ont pris part les principaux constructeurs. Il a été ainsi décidé que tous les souterrains, y compris les stations, recevraient un revêtement en fonte ; que la double traversée du fleuve s'opérerait par fonçage vertical comme les piles de pont ; qu'il en serait de même des stations ; que partout ailleurs le souterrain serait exécuté par cheminement horizontal, au moyen du bouclier.

Il a été reconnu possible de maintenir les deux voies dans une galerie unique dont le profil ne s'écarte pas du type usuel, sauf pour les stations. La jonction entre le souterrain et les stations, particulièrement délicate en raison de la différence de section, s'opérera par le moyen de puits verticaux qui seront utilisés ultérieurement pour les escaliers et les ascenseurs permettant l'accès aux quais. Enfin, au passage sous les voies de l'Orléans, préalablement consolidées, on effectuera, pour plus de sûreté, la congélation préalable du terrain.

Ces diverses dispositions sont figurées sur le profil en long que vous avez sous les yeux.

Voici, d'autre part, des croquis qui précisent les coupes transversales des ouvrages.

Pour le procédé par fonçage vertical, qui est employé pour le souterrain à la traversée des deux bras de la Seine, pour les stations et pour les puits de raccordement aux extrémités de ces dernières, le procédé, très simple en théorie, consiste à bâtir l'ouvrage, en totalité ou par tronçons, sur une chambre de travail, puis à l'enfoncer progressivement dans le lit du fleuve ou dans le sol mouillé par le procédé de l'air comprimé.

Une chambre de travail est tout simplement une caisse à parois

métalliques et sans fond que l'on applique par sa face ouverte sur le terrain à traverser. On insuffle dans la chambre, par des cheminées munies d'écluses à leur partie supérieure, de l'air comprimé à une pression suffisante pour refouler complètement l'eau. En déblayant peu à peu le terrain à l'intérieur de cette caisse, on en provoque l'enfoncement et, bien entendu, celui de l'ouvrage qui la surmonte.

Voici un épisode de la construction d'un tronçon de souterrain à la traversée de la Seine. Voici, d'autre part, une vue du chantier de fonçage de ce tronçon de souterrain.

A la traversée du grand bras, on emploiera trois caissons ; deux autres seront utilisés pour la traversée du petit bras. Ces caissons ne sont pas foncés jointifs : la chose serait impossible ; en fait, ils se trouvent séparés les uns des autres par un intervalle d'environ $1^{m},30$. Il s'agit de les réunir pour obtenir la continuité du souterrain. Le joint s'exécutera au moyen de caissons amovibles. On commencera par construire de cette manière, sur les flancs de deux caissons consécutifs, deux murs jointifs en béton, allant de l'un à l'autre, à l'extérieur ; ces murs seront arasés au niveau d'une plate-forme que porte l'extrémité de chaque caisson. On obtiendra de la sorte une surface d'appui en forme de rectangle évidé sur laquelle on viendra appliquer un troisième caisson amovible, et c'est à l'abri de ce dernier que la partie du souterrain correspondant au joint sera exécutée et la continuité rétablie.

Les parties exécutées par cheminement horizontal seront construites à l'aide du bouclier dont je vous ai déjà parlé. Seulement, ici, le bouclier sera aménagé d'une façon spéciale permettant l'exécution du travail à l'air comprimé.

Je n'insiste pas davantage sur ces travaux : des explications plus détaillées vous seront données sur les chantiers que vous devez visiter.

J'aborde maintenant les difficultés occasionnées par la nature du sous-sol ; elles sont multiples, mais je me bornerai à trois exemples caractéristiques.

La ligne circulaire n° 2 Sud, qui pénètre dans l'étage du calcaire grossier au boulevard Pasteur, traverse, sur le tiers de son étendue, la zone des carrières, qui comporte deux et même trois étages de galerie. Lorsque les ciels de carrière ont été trouvés en bon état, on s'est borné à les soutenir par des piliers en maçonnerie. Mais, sur des

longueurs assez grandes, les recherches ont fait découvrir des dislocations dans les couches situées au-dessus des anciennes excavations; le ciel de carrière s'était affaissé, et l'éboulement, se propageant, avait donné naissance à ces cavités en forme de cloche que l'on désigne communément sous le nom de « fontis ». Une de ces cloches, au boulevard de Vaugirard, près de l'avenue du Maine, avait une section de 70 mètres carrés à la base, et une hauteur voisine de 13 mètres, ce qui correspond à un volume de 660 mètres cubes.

Je m'empresse de vous dire que des fontis de cette importance sont, fort heureusement, tout à fait exceptionnels. Lorsque l'effondrement ne dépassait pas une dizaine de mètres carrés, on s'est borné à le circonscrire en l'entourant d'un mur maçonné, et, pour les ouvrages du Métropolitain, à renforcer le profil. Pour un affaissement plus accentué, on a fait reposer les ouvrages sur un véritable viaduc souterrain dont les piles sont constituées par des puits de $1^{m},20$ de diamètre remplis de béton, et qui prennent appui sur le sol de carrière. Enfin, lorsque les dislocations étaient plus considérables et qu'il y avait lieu de craindre pour la stabilité du souterrain, on renforçait le profil et on soutenait les parois de place en place par des contreforts prenant appui sur des colonnes de béton reposant elles-mêmes sur le sol de carrière.

Ce dernier cas s'est présenté sous le boulevard Raspail, au carrefour de la rue Victor-Considérant. Sur 27 mètres de longueur, le souterrain est constitué par un gigantesque tube en maçonnerie supporté par cinq files de colonnes : vous en avez la coupe sous les yeux. Un semblable travail n'a pu être exécuté sans accident qu'au prix de l'attention la plus soutenue.

Des difficultés du même ordre se produisent actuellement sur le parcours de la ligne n° 7, qui traverse, entre la rue Secrétan et la place du Danube, la zone des anciennes carrières d'Amérique : vous allez en visiter les chantiers. Dans le parc des Buttes-Chaumont, en particulier, le tracé coupe en diagonale le quadrillage des carrières de gypse, dont la hauteur atteint environ 8 mètres. Il faut détruire, de place en place, les piliers ménagés autrefois pour supporter les ciels de carrière, de telle sorte que la voûte du Métropolitain doit supporter, non seulement les 25 mètres de terre qui la surmontent, mais encore toute la charge supplémentaire des terres dont le poids se répartissait auparavant sur les piliers ruinés. D'un autre côté, la voûte ne peut prendre appui, en certains points, que sur les remblais

argileux qui ont servi à combler les carrières. On a été obligé, dans ces conditions, de recourir à un profil tout à fait différent du type ordinaire : ce profil est en plein cintre et les épaisseurs de maçonnerie ont été considérablement augmentées. Malgré cela, il a fallu contrebuter de place en place la voûte par des contreforts venant s'appuyer au loin sur les piliers de gypse restés en place.

Plus haut, vers la place du Danube, le tracé se tient au-dessus des carrières, dans un remblai peu consistant. Là, il faut non seulement renforcer les maçonneries, mais même les armer de fer, de façon à éviter toute réaction horizontale sur le terrain ambiant ; en même temps, on soutient les piédroits par des piliers en béton. Ces piliers, qui, par places, ont à traverser trois masses de gypse entièrement excavées, descendent jusqu'à 25 mètres de profondeur.

Ces travaux exigent, eux aussi, une vigilance toujours en éveil.

Le troisième exemple s'applique aux travaux du terminus de la ligne n° 3 à Ménilmontant.

Sous l'avenue Gambetta et sous la rue Belgrand, au delà de la place Martin-Nadaud, le gypse entraîné par les eaux souterraines se trouve remplacé par un mélange de toutes les couches voisines, dans lequel domine par places le sable de Fontainebleau : c'est dans ce terrain qu'il a fallu établir les stations, la boucle d'évitement et les garages du terminus de la ligne n° 3. Les marnes, plus ou moins corrodées à la surface, forment le fond d'une cuvette qui est remplie, soit de terre argileuse, soit de sable fin, le tout imprégné d'eau ; les argiles dominent sous l'avenue Gambetta, les sables sous la rue Belgrand.

Pour venir à bout de semblables terrains, il fallait d'abord assécher les sables boulants. On y est parvenu en fonçant de proche en proche, à l'emplacement des piédroits des souterrains, des puits très multipliés que l'on a pourvus de moyens d'épuisement permanents. Ces puits ont été descendus à travers toute l'épaisseur du sable jusqu'aux marnes sous-jacentes où l'on a pu s'enraciner avec une sécurité suffisante ; leur action progressive a permis de transformer le sable fluide en une masse assez solide pour permettre la construction des ouvrages. Pour constituer les piédroits, il a d'ailleurs suffi de remplir en béton les puits d'asséchement ; mais, à la partie inférieure, on a eu soin de disposer un drain longitudinal qui conduit les eaux à un puisard d'extrémité foncé à l'air comprimé ; là, elles sont recueillies et rejetées à l'égout public. On est ainsi parvenu, au

prix de mille difficultés aggravées par le voisinage des immeubles, dont les fondations n'avaient pas été préparées en vue de cette éventualité, à dessécher suffisamment le terrain pour que la voûte et le radier des souterrains aient pu ensuite être aisément exécutés.

La faveur marquée que le public a témoignée dès le premier jour au Métropolitain montre trop clairement les immenses services que le nouveau mode de transport rend à la population parisienne pour qu'il soit besoin d'insister.

Dans quelques années, lorsque le réseau sera achevé, lorsqu'il aura été complété par quelques-unes des lignes nouvelles dont l'exécution est envisagée, Paris possédera un ensemble de voies ferrées urbaines unique au monde, et, de tous les travaux d'édilité entrepris récemment, il n'en est guère dont les avantages, tant au point de vue social qu'au point de vue économique, puissent être comparables.

Actuellement, peu de grands centres se trouvent aussi bien dotés pour les transports en commun rapides et économiques, spécialement affectés au service urbain. Mais, partout où le problème se pose, les esprits s'orientent vers la solution qu'il a reçue ici et qui peut se résumer par ces trois caractéristiques: tracé du chemin de fer le plus près possible de la surface du sol; — appel aux capitaux et au crédit des municipalités pour l'exécution des travaux d'infrastructure; — exécution des travaux de superstructure et exploitation par un concessionnaire.

Le principe une fois admis, la tâche n'est certes pas terminée: des difficultés nombreuses restent à vaincre, parmi lesquelles celles d'ordre technique ne sont pas toujours les plus dangereuses. L'exemple du Métropolitain de Paris montre toutefois que, si ces difficultés sont réelles, elles ne sont pas insurmontables, et qu'il est possible d'en venir à bout avec quelque persévérance et beaucoup d'énergie.

L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique;

Par M. Pierre Weiss (1).

M. Langevin (2) a donné récemment une théorie qui rend compte d'une manière remarquable des propriétés des corps diamagnétiques et paramagnétiques.

Il suppose que chaque molécule d'un gaz paramagnétique a un moment magnétique différent de zéro, résultant de l'addition géométrique des moments magnétiques des trajectoires fermées que les corpuscules décrivent avec de grandes vitesses autour du reste de l'atome. Un champ extérieur agissant sur ces molécules tend à les orienter, l'agitation thermique et les chocs qui l'accompagnent tendent à rétablir constamment l'état de désordre primitif. Il en résulte un équilibre statique pour lequel le moment magnétique par unité de volume, c'est-à-dire l'intensité d'aimantation I, est fonction du quotient du champ H par la force vive d'agitation thermique, qui est proportionnelle à la température absolue T. M. Langevin trouve en effet :

$$(1) \qquad \frac{I}{I_0} = \frac{cha}{sha} - \frac{1}{a},$$

où la signification de a est donnée par :

$$(2) \qquad a = \frac{\mu H}{rT}.$$

I_0 représente la somme de tous les moments magnétiques des molécules dans 1 centimètre cube, c'est-à-dire l'intensité d'aimantation que l'on obtiendrait si tous ces moments étaient dirigés parallèlement; μ, le moment magnétique d'une molécule, et rT, deux fois la force vive correspondant à un degré de liberté de la molécule.

La relation (1) est représentée par la courbe de la *fig.* 1. Elle met en évidence un accroissement de l'aimantation d'abord proportionnel à a, c'est-à-dire à H, pour une température donnée, et dans les champs très intenses une aimantation à saturation I_0 correspondant

(1) Conférence faite le 4 avril 1907.

(2) P. Langevin, *Ann. Chim. Phys.*, 8e série, t. V, p. 70 et suiv.; 1905.

à l'alignement complet des aimants élémentaires. M. Langevin montre que les champs qui seraient nécessaires pour constater les écarts de la proportionnalité sont hors de proportion avec ceux que nous savons produire. Et l'expérience donne, en effet, un coefficient d'aimantation spécifique χ (susceptibilité rapportée à l'unité de masse) constant pour les corps paramagnétiques.

Ce coefficient, la théorie le donne inversement proportionnel à la température absolue, d'accord avec Pierre Curie qui a découvert cette propriété sur l'oxygène et montré qu'elle s'étend à un certain nombre d'autres corps. Si j'insiste sur ce point, c'est que, dans la suite, nous considérerons ce mode de dépendance de la température comme caractéristique de l'état paramagnétique.

Curie, dans son travail sur *les Propriétés magnétiques des corps à diverses températures*, a été vivement frappé de la très grande ressemblance des courbes représentant l'intensité d'aimantation en fonction du champ et de la température avec celles qui représentent la densité d'un fluide en fonction de la pression et de la température. Il résulte de leur comparaison que l'état paramagnétique est analogue à l'état gazeux, l'état ferromagnétique à l'état liquide. M. Langevin, indiquant la voie à suivre pour étendre aux corps ferromagnétiques la théorie qu'il a donnée des corps paramagnétiques, conclut de même : « On voit donc quelle est l'importance des actions mutuelles entre les molécules qui rendent seules possible la saturation magnétique encore extrêmement éloignée, pour le même champ extérieur, dans le cas des substances faiblement magnétiques. »

Champ moléculaire. — Je me propose de montrer ici que l'on peut fonder une théorie du ferromagnétisme sur une hypothèse extrêmement simple concernant ces actions mutuelles. Je suppose que chaque molécule éprouve de la part de l'ensemble des molécules environnantes une action égale à celle d'un champ *uniforme* NI proportionnel à l'intensité d'aimantation et de même direction qu'elle. On pourrait donner à NI le nom de champ intérieur pour marquer l'analogie avec la pression intérieure de van der Waals. Ce champ, en effet, s'ajoutant au champ extérieur, va rendre compte de la grande intensité d'aimantation des corps ferromagnétiques au moyen de lois des corps paramagnétiques, comme la pression intérieure, s'ajoutant à la pression extérieure, rend compte de la forte densité des liquides en invoquant la compressibilité des gaz. Mais cette expression donnerait lieu à de fréquentes confusions. Je lui ai préféré celle de *champ*

moléculaire. On sera conduit à considérer, ici comme ailleurs, une sphère d'activité moléculaire.

J'admets, en outre, qu'il n'y a pas d'autres actions qui dérivent d'une énergie potentielle de rotation des molécules, c'est-à-dire qui se traduisent par des moments exercés sur celles-ci. En d'autres termes, à part les actions mutuelles exprimées par le terme NI, les rotations sont, dans le corps ferromagnétique, aussi libres que dans un gaz. L'énergie potentielle de translation n'est l'objet d'aucune hypothèse déterminée.

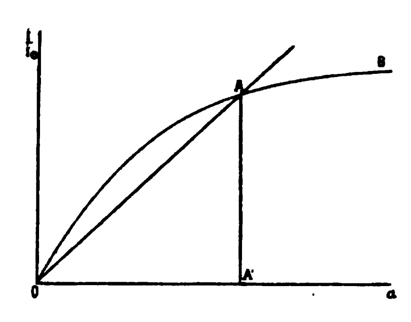


FIG. 1.

Supposons, d'abord, que le champ intérieur existe seul et montrons que, de même que les liquides peuvent exister sous une pression extérieure nulle (et même négative), les corps ferromagnétiques peuvent prendre une intensité d'aimantation finie en l'absence de champ extérieur. L'équation (2) devient :

$$I = a\frac{rT}{\mu N}. \tag{3}$$

Cette équation est représentée dans la *fig.* 1 par la droite OA. L'intensité d'aimantation devant satisfaire à (1) et à (3), les points d'intersection de la courbe et de la droite donneront les valeurs de I. Une solution est évidente : c'est $I = o$, $a = o$, et par suite $H = o$. Mais il est facile de voir que ce n'est pas celle-ci, mais celle qui est donnée par le point A qui correspond à un état stable. Imaginons, en effet, que, modifiant l'orientation des molécules par une intervention directe, on donne à l'intensité d'aimantation une valeur un peu inférieure à AA'. La valeur de a, donnée par la droite, sera alors un peu supérieure à celle que donne la courbe pour la même intensité

d'aimantation. Or ces valeurs de a sont proportionnelles au champ moléculaire et au champ exigé par la formule de Langevin. Le premier l'emporte donc et l'aimantation remontera jusqu'à la valeur AA'. De même, une aimantation un peu supérieure à AA' décroîtra jusqu'à cette valeur.

Nous aurons à mettre d'accord cette conception assez imprévue d'une aimantation finie obtenue dans un champ nul avec les faits expérimentaux du ferromagnétisme dans lesquels le champ extérieur joue un rôle considérable, et pour cela nous invoquerons plus loin les propriétés ferromagnétiques des cristaux.

Pour le moment, remarquons seulement que, par suite de la petitesse de la susceptibilité paramagnétique, il faudrait des champs énormes pour augmenter encore cette aimantation spontanée, elle ne peut donc être égale qu'à ce que l'on appelle communément l'intensité d'aimantation à saturation à la température considérée T.

Variation thermique du ferromagnétisme. — Quand la température s'élève, le coefficient angulaire de la droite OA augmente proportionnellement à T et, par conséquent, l'intensité d'aimantation diminue. Elle s'annule pour la température θ à laquelle la droite est tangente à la courbe au point O. θ est la température absolue de perte du ferromagnétisme spontané. Les deux équations (1) et (3) peuvent être considérées comme représentant la loi de variation de l'intensité d'aimantation en fonction de la température au moyen de la variable auxiliaire a.

En remarquant que, à la limite $a = 0$, on a : $\frac{I}{I_0} \cdot \frac{1}{a} = \frac{1}{3}$, il vient :

$$\theta = \frac{\mu N I_0}{3r}. \tag{4}$$

L'équation (3) peut donc être mise sous la forme :

$$\frac{T}{\theta} = \frac{3}{a}\frac{I}{I_0}. \tag{5}$$

La loi de variation de l'intensité d'aimantation avec la température est donc la même pour tous les corps, exprimée par les états correspondants caractérisés par les valeurs de $\frac{T}{\theta}$ et $\frac{I}{I_0}$. Elle est représentée par la courbe de la *fig.* 2 ; sa parenté est évidente avec les courbes expérimentales connues jusqu'à présent, mais elle s'en distingue par une variation plus rapide de l'aimantation aux basses

températures. La raison en est qu'avec des champs assez faibles, dans lesquels on a opéré jusqu'ici, la saturation est atteinte dans le voisinage de θ seulement, tandis qu'aux températures plus basses l'aimantation est restée en deçà de la saturation. Pierre Curie, dans un champ de 1 300 gauss, a obtenu pour le fer à la température ordinaire une intensité d'aimantation égale à 1 700. Plus tard, du Bois et Taylor Jones [1] ont montré que cette valeur n'est pas encore la saturation et que l'intensité d'aimantation du fer continue à croître entre 10 000 et 15 000 gauss pour atteindre, dans ce dernier champ, la valeur 1 850.

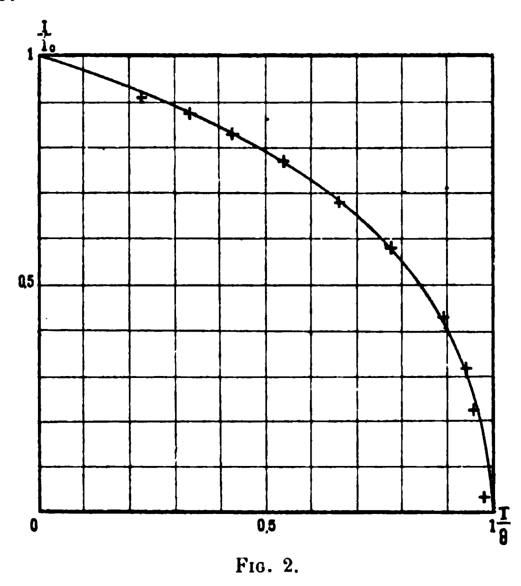


Fig. 2.

Vérification expérimentale. — Je me suis adressé pour la vérification de cette loi à la magnétite, dont une étude antérieure m'avait appris qu'elle est sensiblement saturée dans un champ de 500 gauss, et j'ai opéré dans un champ de 8 300 gauss.

La méthode de mesure que j'ai employée est nouvelle. Elle consiste à tailler la substance sous forme d'un ellipsoïde et à la suspendre au moyen d'un ressort de torsion dans le champ horizontal d'un électro-aimant mobile autour d'un axe vertical. On mesure ainsi le couple exercé par l'aimant sur la substance. Soient N_1 et N_2 les coefficients

---

(1) Du Bois et Taylor Jones, *Elektrot. Zeitschr.*, t. XVII. p. 544 ; 1896.

démagnétisants principaux de l'ellipsoïde pour les axes horizontaux Ox et Oy, et V le volume, le couple est :

$$C = V . I . H \sin(\alpha - \varphi),$$

où α est l'angle du champ de l'électro-aimant, φ celui de l'intensité d'aimantation avec Ox. Mais le champ résultant du champ extérieur et du champ démagnétisant de l'ellipsoïde a la même direction que l'intensité d'aimantation, donc :

$$\frac{H \cos \alpha - N_1 I \cos \varphi}{\cos \varphi} = \frac{H \sin \alpha - N_2 I \sin \varphi}{\sin \varphi},$$

d'où :

$$C = V(N_2 - N_1) I^2 \sin \varphi \cos \varphi.$$

Ce couple a un maximum qui correspond à $\varphi = 45°$:

$$C = \frac{1}{2} V (N_2 - N_1) I^2.$$

Il est égal, à une constante près, au carré de l'intensité d'aimantation. Il suffit donc de faire tourner l'aimant jusqu'à ce que la déviation soit maximum, et de mesurer ce maximum. Il n'est nécessaire de connaître ni la valeur exacte, ni l'orientation du champ. J'ai pris soin de tailler l'ellipsoïde de magnétite de façon qu'au moment de la mesure l'intensité d'aimantation ait la direction d'un axe binaire du cristal, c'est-à-dire d'un maximum relatif d'aimantation. Il suffit que cette condition soit réalisée avec une approximation grossière pour que les couples d'origine magnétocristalline aient une influence tout à fait subordonnée.

Cette mesure a été faite à des températures variant de celle de la neige carbonique (— 79°) à celle de la disparition du ferromagnétisme (+ 587°). Les points ont été marqués dans la même figure que la courbe théorique (*fig.* 2) dans laquelle l'échelle des abscisses a été déterminée au moyen de l'ensemble des quatre observations correspondant aux températures les plus élevées, de façon à faire coïncider les températures de disparition du ferromagnétisme théorique et expérimentale. L'échelle des ordonnées a été choisie de manière à placer sur la courbe théorique le deuxième point, correspondant à la température ordinaire. On voit que le premier point seul s'écarte un peu de la courbe. La vérification de la théorie est donc tout à fait satisfaisante.

Explication des phénomènes magnétocristallins par l'hypothèse du champ moléculaire. — Les propriétés magnétiques du cristal de pyrrhotine, que j'ai étudié expérimentalement dans un travail antérieur (¹), peuvent se résumer de la manière suivante :

Le cristal possède une direction privilégiée Ox dans laquelle l'intensité d'aimantation a une grandeur constante, égale à l'intensité d'aimantation à saturation, quelle que soit la grandeur du champ. Si l'on fait agir dans la même direction un champ croissant de sens contraire à l'intensité d'aimantation, celle-ci change brusquement de sens au moment où le champ dépasse une certaine valeur H_c qui porte le nom de champ coercitif. Le cycle d'aimantation correspondant à cette direction est donc un rectangle. L'intensité d'aimantation n'est susceptible de prendre que deux valeurs, celles de la saturation positive et négative. Si parfois elle paraît prendre des valeurs intermédiaires, c'est parce qu'une certaine fraction de la matière est aimantée dans le sens positif et le reste dans le sens négatif et que l'on observe la différence.

Les phénomènes qui se produisent dans cette direction Ox, que j'ai appelée direction de facile aimantation, sont donc irréversibles.

Quand on fait agir le champ dans une direction oblique sur Ox, l'aimantation s'écarte de cette direction en conservant une grandeur constante et en restant dans le plan de base du prisme orthorhombique de la pyrrhotine, auquel j'ai, pour cette raison, donné le nom de plan magnétique. Cette déviation de l'aimantation est réversible. Tout se passe comme si, dans la direction Oy perpendiculaire à Ox et contenue dans le plan magnétique, s'exerçait un champ démagnétisant $n \times Iy$, provenant de la structure cristalline et proportionnel à la composante de l'intensité d'aimantation suivant Oy. Pour faire coïncider l'intensité d'aimantation avec l'axe Oy, il faut que le champ extérieur, dirigé lui aussi suivant Oy, soit au moins égal à la valeur maxima de ce champ démagnétisant, qui a été trouvée égale à : $nI = 7\,300$ gauss. Des expériences encore inédites ont montré que ce champ se retrouvait avec la même valeur dans un grand nombre de fragments provenant de plusieurs échantillons ; c'est donc une constante caractéristique.

La propriété du plan magnétique n'est pas rigoureuse. Quand on donne au champ une composante importante dans la direction Oz

(¹) *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. IV, p. 469 et 829 ; 1905.

perpendiculaire à ce plan, on obtient une faible composante de l'intensité d'aimantation parallèle à Oz et proportionnelle à cette composante du champ. J'en avais conclu que la pyrrhotine, ferromagnétique pans le plan magnétique, est paramagnétique perpendiculairement à ce plan. Je préfère ici un énoncé différent pour les mêmes faits. Tout se passe dans le plan xOz comme dans le plan xOy, avec la différence que le champ démagnétisant structural est beaucoup plus grand dans la direction Oz que dans la direction Oy, sa valeur maxima étant de l'ordre de grandeur de $n'I = 150\,000$ gauss.

Au lieu de supposer, comme je l'ai fait implicitement, que le champ moléculaire est le même dans toutes les directions, j'admettrai maintenant que l'édifice cristallin possède trois plans de symétrie rectangulaires coïncidant avec les plans de coordonnées, et que chacune des composantes du champ moléculaire est proportionnelle à la composante correspondante de l'intensité d'aimantation avec un coefficient différent, $N_1 > N_2 > N_3$, pour chacun des trois axes.

Alors le champ moléculaire n'a plus en général la direction de l'intensité d'aimantation, sauf lorsque celle-ci est dirigée suivant l'un des axes. Elle ne pourra donc se diriger d'elle-même que suivant Ox, Oy ou Oz, et cette orientation ne correspondra à un équilibre stable que pour l'axe (Ox) pour lequel le coefficient (N_1) est le plus grand, comme nous allons nous en rendre compte.

Quand un champ extérieur s'ajoute au champ moléculaire, l'aimantation prend une direction coïncidant avec le champ résultant, ce qui s'exprime par :

$$(6) \qquad \frac{H_x + N_1 I_x}{I_x} = \frac{H_y + N_2 I_y}{I_y} = \frac{H_z + N_3 I_z}{I_z}.$$

Supposons I et H contenus dans le plan des XY, et appelons α et φ les angles du champ et de l'intensité d'aimantation avec OX, alors :

$$(7) \qquad HI \sin(\alpha - \varphi) - (N_1 - N_2) I^2 \sin\varphi \cos\varphi = 0.$$

Cette équation est identique à celle par laquelle j'ai résumé antérieurement les propriétés expérimentales de la pyrrhotine dans le plan des XOY, si l'on pose $(N_1 - N_2)\, I = nI = 7\,300$ gauss. L'hypothèse que nous venons de faire rend donc compte des propriétés expérimentales de la pyrrhotine dans le plan XOY. Nous avons déjà dit que ces propriétés ne diffèrent de celles du plan XOZ que par la

grandeur de la constante. On aura pour ce dernier :

$$(N_1 - N_3)\,I = n'I = 150\,000 \text{ gauss.}$$

L'équation (7) exprime que le couple exercé par le champ extérieur sur l'intensité d'aimantation $H \cdot I \sin(\alpha - \varphi)$, qui tend à éloigner celle-ci de l'axe des x, est égal au couple dû à la structure $(N_1 - N_2)\,I^2 \sin\varphi \cos\varphi$, qui l'y ramènerait si l'on supprimait le champ extérieur. La position d'équilibre correspondant à l'orientation de l'aimantation suivant Ox n'est donc stable que si N_1 est le plus grand des trois coefficients.

L'étude des propriétés magnétocristallines ne donne donc que les différences entre les champs moléculaires principaux. On verra plus loin que la considération simultanée des propriétés magnétiques en deçà et au delà de la température θ de perte du ferromagnétisme spontané donne la valeur du champ moléculaire lui-même. Puisque l'aimantation se dirige d'elle-même suivant l'axe où il est maximum, ce sera le champ moléculaire maximum, N_1I, que l'on aura ainsi déterminé.

C'est à l'expérience de montrer si le schéma du cristal magnétique caractérisé par les quatre nombres I, H_c, nI, $n'I$ est applicable à d'autres corps. Le peu que l'on sait de la magnétite cristallisée n'y contredit pas, à condition d'admettre que les cristaux étudiés jusqu'à présent étaient formés par la juxtaposition ou la pénétration de cristaux plus simples de diverses orientations. L'un des champs démagnétisants principaux nI semble être, pour cette matière, égal à 500 gauss environ.

On dispose d'un plus grand nombre de données sur le fer, qui cristallise, comme la magnétite, en cristaux d'apparence cubique. Mais les expériences ont été faites sur les fers industriels, qui consistent en des enchevêtrements de cristaux sur lesquels on ne peut déterminer que des valeurs moyennes. Encore ces moyennes n'ont-elles une signification simple que quand aucune direction n'est favorisée, ce qui n'a pas lieu en général dans les métaux laminés ou passés à la filière. Mais il se peut fort bien qu'une circonstance particulière au fer, le passage à l'état γ à 920°, intervienne ici d'une manière avantageuse, grâce à la recristallisation qui l'accompagne, comme l'a montré M. Osmond. Il suffirait donc de recuire à une température suffisamment élevée pour rétablir l'isotropie apparente.

Synthèse des propriétés du fer, champs faibles, cycles d'hystérèse. — Quoi qu'il en soit, je me propose de montrer que l'on peut, en attribuant au cristal élémentaire de fer des propriétés analogues à celles du cristal de pyrrhotine et en construisant de toutes pièces les courbes d'aimantation d'un milieu formé de cristaux orientés en tous sens, retrouver les propriétés expérimentales et donner la raison de quelques-unes de leurs particularités jusqu'à présent inexpliquées.

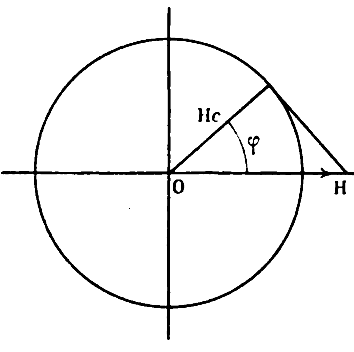


Fig. 3.

Supposons d'abord que, restant dans les champs faibles, on ne considère que le phénomène irréversible et que l'on néglige la déviation réversible de l'aimantation à partir de la direction de facile aimantation dans chaque cristal. Quand la matière est à l'état neutre, l'ensemble des vecteurs aimantation des différents cristaux élémentaires sera réparti sur une sphère avec une densité constante. Lorsque le champ H, agissant suivant une direction fixe OH, dépasse le champ coercitif H_c, toutes les intensités d'aimantation contenues à l'intérieur d'un cône ayant OH pour axe et un demi-angle au sommet φ donné par :

$$\cos \varphi = \frac{H_c}{H},$$

qui étaient primitivement dirigées du côté négatif, changeront de signe, et l'intensité d'aimantation résultante sera :

$$\mathfrak{I} = \frac{I}{2} \sin^2 \varphi = \frac{I}{2}\left[1 - \left(\frac{H_c}{H}\right)^2\right],$$

où I représente l'intensité d'aimantation que l'on obtiendrait si toutes les directions de facile aimantation coïncidaient avec Ox.

Si l'on arrête la croissance du champ à la valeur H et qu'on le fasse ensuite osciller entre + H et — H, l'intensité d'aimantation reprendra périodiquement la valeur maxima I, donnée par cette équation. Celle-ci représente donc le lieu des sommets des cycles. C'est une cubique dont la partie utile ressemble grossièrement à une branche d'hyperbole équilatère. Elle admet l'asymptote horizontale $I = \frac{I}{2}$, pour laquelle la distance entre la courbe et l'asymptote est infiniment petite du second ordre, et l'asymptote verticale $H = 0$. Elle rencontre l'axe des abscisses au point $H = H_c$.

Supposons maintenant, au lieu de partir de l'état neutre, que tous les points figuratifs aient été rassemblés par l'effet d'un champ très fort, du côté négatif de la sphère. Commençons ensuite la description d'un cycle en faisant varier le champ de $-\infty$ à des valeurs positives croissantes. Il ne se passera rien, et l'aimantation restera $-\frac{I}{2}$ tant que le champ sera inférieur à $+H_c$. Puis l'intensité d'aimantation décrira une courbe partant du point $\left(-\frac{I}{2}, +H_c\right)$ identique à la courbe des sommets des cycles que nous avons déjà trouvée et possédant les mêmes asymptotes, mais dont les ordonnées sont portées à une échelle double. Ce sera, avec la portion de la droite $-\frac{I}{2}$ déjà décrite, la moitié du cycle limite, correspondant aux variations du champ de $-\infty$ à $+\infty$. Il se complète par symétrie par rapport à l'origine.

On voit facilement que les cycles correspondant à des variations du champ d'amplitude finie, de — H à + H, s'obtiennent en utilisant la courbe des sommets des cycles déjà trouvée et en faisant passer par ces sommets des droites horizontales et la courbe du cycle limite déplacée verticalement.

Pour pousser plus loin l'approximation, il faut tenir compte de la déviation que le champ fait éprouver à l'intensité d'aimantation à partir de sa direction initiale. Connaissant les deux champs démagnétisants principaux $H'_D = (N_1 - N_2) I$ et $H_D = (N_1 - N_3) I$, et la répartition des points figuratifs sur la sphère, on possède tous les éléments du calcul.

Soient α_1, α_2, α_3 les cosinus directeurs du champ extérieur H par rapport aux axes rectangulaires d'un cristal élémentaire, φ_1, φ_2, φ_3

ceux de l'intensité d'aimantation. La composante de l'aimantation dans la direction du champ est donnée par :

$$(8) \qquad \mathfrak{I} = I(\alpha_1\varphi_1 + \alpha_2\varphi_2 + \alpha_3\varphi_3),$$

avec

$$(9) \qquad \frac{H\alpha_1 + N_1 I\varphi_1}{\varphi_1} = \frac{H\alpha_2 + N_2 I\varphi_2}{\varphi_2} = \frac{H\alpha_3 + N_3 I\varphi_3}{\varphi_3},$$

équation qui exprime que l'intensité d'aimantation et le champ résultant du champ extérieur et du champ moléculaire ont la même direction.

Éliminant φ_1, φ_2, φ_3, on a la loi de l'aimantation dans la direction du champ pour ce cristal élémentaire. Le développement de cette loi en fonction des puissances de H est :

$$(10) \qquad \mathfrak{I} = I\left[\alpha_1 + H\left(\frac{\alpha_2^2}{H_D} + \frac{\alpha_3^2}{H'_D}\right) - \frac{H^2}{1.2}\left(\frac{3\alpha_1\alpha_3^2}{H'^2_D} + \frac{3\alpha_1\alpha_2^2}{H_D^2}\right) + \frac{H^3}{1.2.3}\left(\frac{12\alpha_1^2\alpha_3^2}{H'^3_D} + \frac{12\alpha_1^2\alpha_2^2}{H_D^3}\right) - \ldots\right].$$

Lorsque les directions de facile aimantation sont figurées par des points couvrant l'hémisphère positif avec une densité constante, une double intégration donne la loi de l'aimantation d'une substance isotrope en apparence :

$$(11) \qquad \mathfrak{I} = I\left[\frac{1}{2} + \frac{H}{3}\left(\frac{1}{H_D} + \frac{1}{H'_D}\right) - \frac{3}{16}H^2\left(\frac{1}{H_D^2} + \frac{1}{H'^2_D}\right) + \frac{2}{15}H^3\left(\frac{1}{H_D^3} + \frac{1}{H'^3_D}\right) - \frac{1}{384}H^4\left(\frac{1}{H_D^4} + \frac{10}{H_D^2 H'^2_D} + \frac{1}{H'^4_D}\right) + \ldots\right].$$

Dans le cas, au contraire, où la matière partirait d'un état initial neutre, les puissances impaires de H subsisteraient seules, avec les mêmes coefficients.

Le coefficient de la première puissance de H représente la susceptibilité initiale étudiée par lord Rayleigh [1] et dont il a montré qu'elle se conserve dans toutes les petites variations réversibles de l'aimantation produites par les variations du champ de petite amplitude, même lorsque l'aimantation a atteint une fraction notable de l'intensité de saturation. La théorie rend compte, par conséquent, de la constance de cette susceptibilité réversible. Mais elle ajoute une conséquence aisément vérifiable par l'expérience. Cette susceptibi-

---

[1] Lord Rayleigh, *Philosophical Magazine*, XXIII, p. 225-245 ; 1887.

lité initiale peut s'écrire :

$$(12) \qquad K_0 = \frac{1}{3}\left(\frac{1}{N_1 - N_2} + \frac{1}{N_1 - N_3}\right);$$

elle est donc indépendante de la température, si les coefficients N_1, N_2, N_3 sont eux-mêmes indépendants de la température comme nous l'avons supposé. Les expériences sur la variation de la susceptibilité avec la température (1) dans les champs faibles semblent pouvoir s'accorder avec cette conséquence de la théorie. En général, elles donnent un *accroissement* relativement faible de la susceptibilité quand la température s'élève. Ainsi Ewing trouve que, pour un fil de fer écroui, l'intensité varie de 2,14 à 2,23 dans le champ terrestre quand la température varie de 6° à 100°. La difficulté d'interprétation de cette expérience et des autres analogues vient de ce que la région de la susceptibilité initiale constante devient rapidement très restreinte aux températures élevées, comme cela est visible sur certaines courbes d'Hopkinson (2). Il serait nécessaire de faire de nouvelles expériences en explorant exactement, aux températures élevées, l'étendue de la région de la susceptibilité initiale.

La *fig.* 4 représente les cycles tracés par le procédé ci-dessus indiqué avec les constantes $I_M = 1900$, $H_c = 1,2$, et corrigés au moyen de la susceptibilité réversible et du terme quadratique du développement (11) (3), en admettant $H_D = 120$ gauss, $H'_D = \infty$. (Nous verrons en effet plus loin que l'un des champs H_D, H'_D doit être très grand, sa valeur numérique n'importe pas ici.) Ces constantes ont été choisies de manière à reproduire aussi exactement que possible les courbes expérimentales (*fig.* 5) qui ont été calquées sur une planche du mémoire classique d'Ewing (4). Il n'est pas nécessaire d'insister sur la ressemblance des lignes ascendantes, plus particulièrement frappante pour le cycle limite, ni sur l'inclinaison constante des lignes descendantes dans le voisinage immédiat des sommets des cycles, qui est l'expression de la constance de la suscep-

---

(1) Ewing, *Magnetic Induction in Iron*, 3e éd.; London, 1900, p. 166.

(2) Ewing, *loc. cit.*, p. 174, *fig.* 82.

(3) Le phénomène réversible modifie extrêmement peu le phénomène irréversible auquel il s'ajoute, tant que les champs restent faibles; voir *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 829 et suiv.

(4) Ewing, *Phil. Trans.*, t. CLXXVI, p. 523; 1886; — *Magnetic Induction*, 3e éd., p. 106, *fig.* 50.

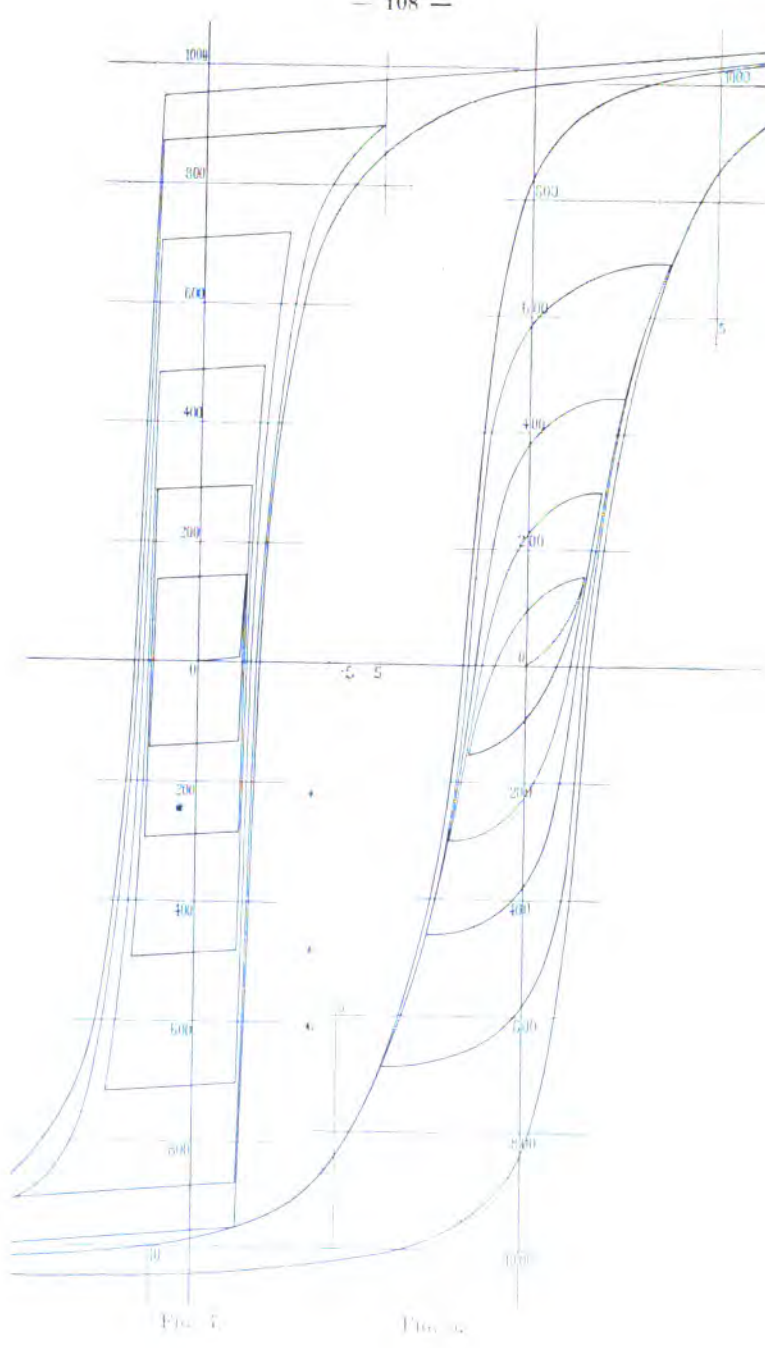

1000
800
600
400
200
0
200
400
600
800
5
5
1000
600
400
200
0
200
400
600
800
1000
5

Fig. 7.   Fig. 8.

tibilité réversible de lord Rayleigh ; mais il y a lieu de noter quelques différences entre la théorie et l'expérience et d'en donner l'explication.

1° Les sommets des cycles de moyenne grandeur sont plus voisins de l'ascendante du cycle limite dans la *fig.* 5 que dans la *fig.* 4. Ce caractère des courbes expérimentales est souvent plus accentué encore que dans l'exemple que nous avons choisi. Il arrive fréquemment, en effet, que les sommets des petits cycles sont coupés par les ascendantes des cycles un peu plus grands, comme dans la *fig.* 6. La raison semble en être la suivante : tandis que la totalité de la matière intervient dans la description du cycle limite, plus le cycle est petit moins grande est la fraction de la matière qui est intéressée par le phénomène irréversible, et tout se passe comme si cette fraction était diluée dans une matière plus faiblement magnétique. Il en résulte une influence démagnétisante par suite de laquelle les petits cycles sont relativement plus inclinés que les grands.

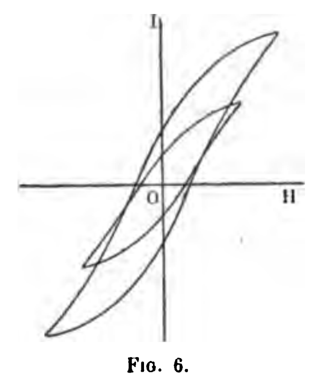


Fig. 6.

2° Il y a une différence considérable dans l'aspect des petits cycles que la théorie donne strictement réversibles, et d'aire nulle, tant que H oscille entre des limites comprises entre H_c, et ensuite, pour H un peu plus grand, de forme presque rectangulaire, tandis que l'expérience fournit les courbes arrondies dont lord Rayleigh [1] a montré que, dans un intervalle assez étendu, elles peuvent être assimilées à des paraboles. Pour expliquer cette apparition des phénomènes irréversibles dès les champs les plus faibles, on peut admettre qu'à côté des molécules en plus grand nombre dont la sphère d'activité est com-

[1] Lord Rayleigh, *loc. cit.*

plète, il y en a d'autres pour lesquelles la sphère d'activité est entamée par la surface du corps ou par les surfaces de discontinuité intérieures, d'autant plus importantes que le grain de la structure cristalline est plus fin et que la matière est moins pure. Or, pour qu'un groupe d'aimants moléculaires, solidaires par leurs actions mutuelles, ait le champ coercitif normal H_c que nous avons seul considéré jusqu'à présent, il est probable qu'il faut que la sphère d'activité soit intacte pour un grand nombre d'entre eux. Dans le cas contraire, le pivotement irréversible à 180° se produira pour un champ $H_c' < H_c$.

C'est dans ces portions de matière irrégulières que nous chercherons l'origine du terme en H^2 des paraboles de lord Rayleigh, que la théorie, qui ne conduit qu'à des termes impairs pour l'aimantation dans les champs $< H_c$, ne donnait pas. L'importance relative très variable du terme en H et du terme en H^2, donnée par l'expérience, vient à l'appui de cette interprétation, mettant en évidence le caractère accidentel de ce dernier. En effet, lord Rayleigh a trouvé pour un fil de fer de Suède écroui :

$$I = 6{,}4H + 5{,}1H^2.$$

En faisant des expériences analogues sur un autre échantillon de fil de fer de Suède écroui, j'ai trouvé (¹) :

$$I = 9{,}46H + 1{,}44H^2.$$

D'autres auteurs donnent des valeurs encore plus divergentes pour le coefficient de H^2 (²).

L'existence de ces matières accessoires à champ coercitif moindre explique aussi, au moins en partie, les arrondis qui remplacent l'angle vif de la descendante des grands cycles.

3° Quand le champ passe d'une valeur quelconque à une valeur moindre, *sans changement de signe*, la théorie indique que la variation concomitante de l'aimantation doit être réversible. L'expérience n'est d'accord avec cette conséquence que pour une décroissance infiniment petite du champ. Quand cette variation est finie, quand elle consiste, par exemple, dans un retour du champ à zéro, on observe les phénomènes bien connus représentés par la *fig.* 7, où l'existence

(¹) *Eclairage électrique*, VIII, p. 436; 1896.
(²) Holborn, *Winkelmann Handbuch*, 2ᵉ éd., VI, p. 236.

de la boucle AB témoigne de l'irréversibilité. Or, pour qu'il se produise un phénomène irréversible, il est nécessaire qu'en certains points au moins de la matière le champ ait le même signe que la variation de l'aimantation. Ici, où l'aimantation décroît, le champ doit donc être négatif. Cela ne peut avoir lieu que si les actions mutuelles entre les cristaux élémentaires, dans lesquels l'aimantation est diversement orientée, sont assez fortes pour renverser le champ en certains points.

Ce phénomène doit être plus important pour certaines structures cristallines que pour d'autres. Il sera, toutes choses égales d'ailleurs, plus fréquent pour les substances à grande intensité d'aimantation. Ewing [1] signale un échantillon de nickel de champ coercitif relativement considérable pour lequel une branche de courbe correspondant à AB est très approximativement réversible.

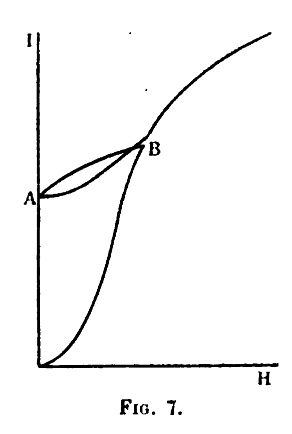


Fig. 7.

On voit donc que la théorie rend compte de la forme des cycles autant qu'il semble possible de le faire et que les divergences qui restent s'expliquent d'une manière très plausible. Notons encore quelques renseignements quantitatifs qui se déduisent de la théorie.

L'ordonnée à l'origine du cycle limite est égale à la moitié de l'intensité d'aimantation à saturation. Or la plus grande intensité d'aimantation qui ait été mesurée, égale à 1 850, est probablement encore un peu inférieure à celle de la saturation. Je relève, dans le mémoire

(1) Ewing, *Phil. Trans.*, t. CLXXIX., p. 327 ; 1889.

d'Ewing, l'ordonnée à l'origine de plusieurs cycles limites de fer doux :

	I
Anneau de fer modérément doux	866
Fil de fer très doux	877
— recuit	1157
— —	1015
— doux	920
— —	1094
— —	1042
— — recuit	933
MOYENNE	1000,5

Cette concordance est assez satisfaisante, eu égard à ce que l'on ne sait jusqu'à quel point les fers satisfont à la condition d'isotropie apparente.

L'abscisse du point d'intersection du cycle limite avec l'axe des H est $H_c\sqrt{2}$. C'est ce que l'on appelle communément le champ coercitif. On doit, par contre, obtenir H_c par l'intersection du lieu des sommets des cycles avec cet axe. Pour tenter cette vérification, il faudrait disposer d'une substance n'ayant pas d'éléments de champ coercitif moindre. Ou bien, approximativement, on peut extrapoler la partie sensiblement rectiligne du lieu des sommets des cycles jusqu'à l'axe des champs. Les expériences que l'on possède jusqu'à présent vérifient grossièrement cette propriété.

Champs moyens et champs intenses. — Quand on examine la portion de la courbe d'aimantation d'un fer très doux qui est comprise entre $H = \pm 20$ gauss, par exemple, on y remarque, après l'accroissement rapide de l'aimantation opérée dans la région du cycle d'hystérèse, une augmentation plus lente que l'on pourrait prendre pour un indice du voisinage de la saturation. Mais il n'en est rien, l'accroissement de l'aimantation est, dans cette région, du même ordre de grandeur que celui qui correspond à la susceptibilité initiale, et l'intensité d'aimantation est encore assez voisine de $\frac{I}{2}$.

On a indiqué fréquemment comme intensité d'aimantation à saturation du fer une valeur voisine de 1 700. Mais, malgré l'intérêt considérable qui s'attache à la connaissance exacte de la loi d'approche de la saturation et qui a été signalé d'abord par du Bois, on ne possède encore que peu de données précises se rapportant à des champs supérieurs à 1 000 gauss. Parmi les meilleures on peut citer

celles de Roessler [1], dont la *fig.* 8 reproduit graphiquement une partie et met en évidence la physionomie caractéristique de la courbe d'aimantation dans les champs compris entre 600 et 1 300 gauss. De ce qu'entre 800 et 1 300 gauss l'aimantation ne croît que de 0,5 0/0 de sa valeur, Roessler croit pouvoir conclure que la saturation est atteinte, mais la *fig.* 8 montre que ses expériences s'accordent encore mieux avec l'hypothèse d'une croissance régulière de l'aimantation, à raison de 20 unités par 1 000 gauss, dans les champs compris entre 600 et 1 300 gauss.

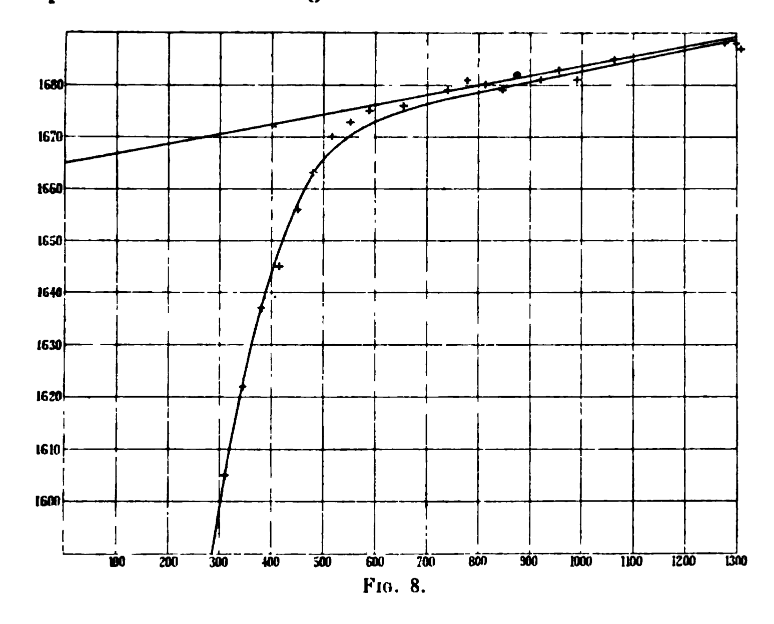


Fig. 8.

Les expériences plus anciennes de du Bois [2] par la méthode magnétooptique, qui vont jusqu'à 1 200 gauss, donnent de même un accroissement de l'aimantation de 25 unités environ par 1 000 gauss aux environs de H = 1 000.

L'aimantation continue en effet à croître, comme le montre le tableau suivant, emprunté à du Bois et Taylor Jones [3], qui contient les seules données numériques précises que nous ayons pour les champs très intenses.

---

(1) Roessler, *Electrotech. Zeitschr.*, t. XIV, p. 97, 114, 133, 149, 161 ; 1893.
(2) Du Bois, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXIX, p. 293 ; 1890.
(3) Du Bois et Taylor Jones, *Elektrot. Zeitschr.*, t. XVII, p. 543 ; 1896.

H	$\mathfrak{I}$		
	Suède laminé	Acier coulé	Styrie laminé
5 000	1 800	1 625	1 780
10 000	1 830	1 750	1 820
15 000	1 850	1 770	1 850

L'hypothèse que nous avons faite sur la constitution du fer permet de calculer, en s'appuyant sur les équations (8) et (9), la loi d'approche de la saturation. On trouve :

$$(13)\quad I - \mathfrak{I} = \frac{I^3}{15H^2}\{(N_1 - N_2)^2 + (N_1 - N_3)^2 - (N_1 - N_2)(N_1 - N_3)\}$$
$$+ \frac{I^4}{3 \times 5 \times 7H^3}\{(N_1 - N_2)(N_1 - N_3)^2 + (N_1 - N_2)^2(N_1 - N_3) + (N_2 - N_3)(N_2 - N_1)^2$$
$$+ (N_2 - N_3)^2(N_2 - N_1) + (N_3 - N_1)(N_3 - N_2)^2 + (N_3 - N_1)^2(N_3 - N_2)\} + \dots$$

La distance entre la courbe et l'asymptote est donc infiniment petite du second ordre. Le coefficient du premier terme peut s'écrire :

$$(14)\qquad \frac{I}{15}(H_D^2 + H_D'^2 - H_D \cdot H_D').$$

La connaissance expérimentale de ce terme, jointe à celle de la susceptibilité initiale :

$$K_0 = \frac{I}{3}\left(\frac{1}{H_D} + \frac{1}{H_D'}\right),$$

donne donc les deux champs démagnétisants principaux.

Les expériences dans les champs forts et dans les champs faibles n'ont jamais été faites sur la même matière. On ne saurait donc les associer pour une détermination numérique de H_D et H_D'. Mais on peut en déduire que ces champs démagnétisant sont très inégaux, le plus petit étant de l'ordre de grandeur de 20 à 100 gauss, le plus grand de plusieurs milliers de gauss. La susceptibilité initiale dépend alors presque exclusivement du premier, l'approche de l'asymptote du second.

En négligeant le premier, et en posant, par conséquent,

$$N_1 = N_2 > N_3, \qquad (N_1 - N_3)I - H_D',$$

la formule (13) devient :

$$(15)\qquad I - \mathfrak{I} = I\left[\frac{1}{15}\left(\frac{H_D'}{H}\right)^2 - \frac{2}{105}\left(\frac{H_D'}{H}\right)^3 + \dots\right],$$

et le calcul donne, dans ce cas particulier, une valeur nulle pour le terme suivant en $\left(\frac{H'_D}{H}\right)^4$, de sorte que les deux premiers termes peuvent représenter une portion de courbe relativement étendue.

Cette formule s'accorde avec l'allure générale des expériences de du Bois et Taylor Jones, et donne :

	I	H'_D
Suède laminé	1 860	4 000
Acier coulé	1 810	8 500
Styrie laminé	1 860	5 200

Mais il faudrait de nouvelles expériences, extrêmement précises, pour vérifier plus complètement cette théorie.

La grandeur du rapport $\frac{H'_D}{H_D}$ montre que *le fer, comme la pyrrhotine, possède un plan magnétique approché*. On s'explique facilement, alors, la saturation apparente qui a été fréquemment observée dans le voisinage de 1 000 gauss. Si le plan magnétique était rigoureux, la direction de l'aimantation tendrait, dans chaque cristal élémentaire, vers la projection du champ sur le plan magnétique. Sa valeur résultante, $\frac{\pi}{4}$ I, déterminerait la hauteur de l'asymptote de la courbe d'aimantation. Dans le cas où le plan magnétique est approché, il en résulte la faible inclinaison du palier rectiligne, que nous avons signalée d'après les expériences de Roessler (*fig.* 8) et de du Bois.

L'équation de la portion de courbe voisine de cette fausse asymptote peut être calculée. On trouve :

$$(16) \qquad \mathfrak{I} = \frac{\pi}{4} I + \frac{1}{3} \frac{H}{H'_D} - \frac{\pi}{16} I \frac{H_D'^2}{H^2},$$

et, en supprimant le dernier terme, on a la fausse asymptote elle-même. Cette droite peut être tracée assez facilement dans le voisinage de la courbe expérimentale, on en déduit une nouvelle détermination de I et de H'_D. Les expériences de Roessler donnent ainsi :

$$I = \frac{4}{\pi} . 1665 = 2120$$

et

$$H'_D = 35000.$$

On trouve ainsi un champ démagnétisant principal notablement

plus élevé que par le voisinage de la vraie saturation. Mais, eu égard à l'incertitude de l'isotropie apparente et de l'identité de la matière et à la petitesse des différences sur lesquelles repose cette détermination, il est déjà très satisfaisant de trouveru ne valeur du même ordre de grandeur. Une détermination analogue faite incidemment, dans un autre travail, sur un échantillon de fer doux, m'a donné :

$$I = 1\,972, \quad H_0' = 7\,500,$$

valeurs qui concordent beaucoup mieux avec celles que nous avons déduites des expériences de du Bois et Taylor Jones.

Il est donc possible, en principe, de déterminer les constantes caractéristiques du cristal de fer I, H_c, H_D, H_D', par des expériences sur des échantillons isotropes en apparence, et de soumettre l'hypothèse sur la nature de ce cristal à un certain nombre de contrôles. Il n'est pas douteux que des expériences dirigées spécialement vers ce but ne permettent des conclusions beaucoup plus nettes que celles que nous pouvons tirer ici.

Il serait sans doute préférable encore de suivre la voie inverse en tentant l'étude directe du fer cristallisé, malgré son extrême difficulté.

Les propriétés magnétiques du fer au delà de la température de perte du ferromagnétisme spontané. — La théorie qui a été donnée ci-dessus pour la variation du ferromagnétisme en fonction de la température peut être étendue facilement au cas où le champ extérieur H_e est différent de zéro. L'équation (2) devient, en substituant :

$$H = H_e + NI,$$

et, en tenant compte de (1):

$$\text{(17)} \qquad \frac{T}{\theta} = \frac{3}{a}\frac{I}{I_0} + \frac{3H_e}{aNI_0}.$$

Cette équation, combinée avec l'équation (1), donne, par l'intermédiaire de la variable auxiliaire a, la relation entre $\frac{T}{\theta}$ et $\frac{I}{I_0}$ qui correspond au champ extérieur H_e. Elle se distingue de la relation analogue pour $H_e = o$ par l'adjonction à $\frac{T}{\theta}$ d'un terme inversement proportionnel à a. Or, tant que a est petit, cette quantité est égale à $3\,\frac{I}{I_0}$,

et par suite :

$$\frac{T}{\theta} - 1 = \frac{H_e}{NI}. \tag{18}$$

L'excès T — θ de la température sur la température de disparition du ferromagnétisme spontané est donc inversement proportionnel à l'intensité d'aimantation I qui persiste. La représentation graphique de la relation entre ces deux quantités est une hyperbole équilatère dont le paramètre est proportionnel au champ extérieur. La *fig.* 9 empruntée au mémoire de Pierre Curie montre que l'expérience confirme d'une manière remarquable cette théorie des phénomènes voisins de la température θ.

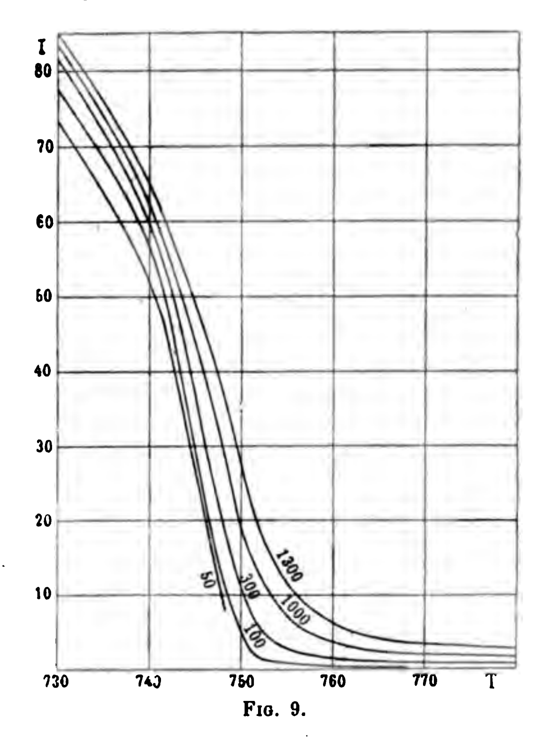


Fig. 9.

Il ne semble pas douteux que les autres substances ferromagnétiques ne se comportent comme le fer dans le voisinage de θ. Curie l'a d'ailleurs établi pour plusieurs d'entre elles. En d'autres termes, elle passent de l'état de ferromagnétisme spontané (état α) à celui du ferromagnétisme sollicité par le champ extérieur (état β), et il



est possible que certaines substances, le nickel par exemple, n'existent qu'à ces deux états. Mais les expériences de Curie, qui se sont étendues à un intervalle de températures notable, lui ont fait retrouver par leurs caractères magnétiques deux autres états du fer dont le premier est le fer γ de M. Osmond et le second, déjà aperçu par Ball, doit être appelé fer δ. Les expériences sont résumées schématiquement dans la *fig.* 10, dans laquelle les températures ont été portées en abscisses et les coefficients d'aimantation spécifique χ en ordonnées. Dans la région β, qui commence à 756°, le coefficient d'aimantation spécifique part de l'infini pour décroître suivant une loi exac-

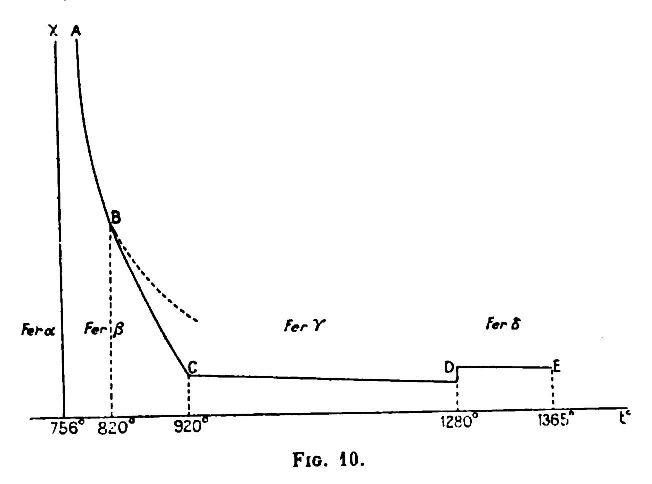


Fig. 10.

tement hyperbolique jusque vers 820°. Ensuite la décroissance est plus rapide. Il est probable qu'entre cette température et celle de 920°, à partir de laquelle commence l'état γ, a lieu une transformation progressive. A l'état γ, le fer possède une susceptibilité inversement proportionnelle à la température absolue, caractéristique de l'état paramagnétique. A 1 280°, dernier changement d'état, le coefficient d'aimantation spécifique croît brusquement dans le rapport de 2 à 3 et semble reprendre une variation en raison inverse de la température absolue.

Pour les corps paramagnétiques, dans lesquels le champ moléculaire est nul, le produit du coefficient d'aimantation spécifique χ par la température absolue T est égal à la constante de Curie. Je vais montrer que chacune des quatre régions des fers α, β, γ, δ, donne une détermination de cette constante.

Fer α. — On peut déduire la constante de Curie, qui, par sa nature, se rapporte au fer paramagnétique, des observations sur le fer ferromagnétique. En faisant tendre a et I vers zéro dans la formule (1), on a :

$$I = I_0 \cdot \frac{a}{3} = \frac{I_0 \mu H}{3rT},$$

ou, en multipliant haut et bas par le nombre M de molécules par centimètre cube et en remarquant que $M\mu = I$, $MrT = p$, où p est la pression du corps supposé gazeux :

$$K = \frac{I}{H} = \frac{I_0^2}{3p},$$

ou, en appelant D la densité :

$$\chi = \frac{I_0^2}{3pD}.$$

Je vais transformer cette formule de façon à la rendre susceptible d'être étendue aux corps solides dans lesquels les molécules n'ont pas d'énergie potentielle de rotation. Appelons M le nombre des molécules par centimètre cube dans le corps considéré, M_0 le nombre des molécules dans 1 centimètre cube de gaz à la même température et sous la pression normale p_0, on aura :

$$\chi = \frac{I_0^2}{3p_0 D} \cdot \frac{M_0}{M}.$$

En appelant n le nombre d'atomes dans la molécule du corps, a son poids atomique, δ la densité de l'air dans les conditions normales, il vient :

$$\text{(19)} \qquad C = \chi T = \left(\frac{I_0}{D}\right)^2 \frac{273}{3p_0} \frac{n \cdot a \cdot \delta}{28,8}.$$

Dans le cas du fer, l'intensité d'aimantation à saturation au zéro absolu I_0 se déduit de l'intensité d'aimantation à saturation à la température ordinaire au moyen de la théorie donnée ci-dessus. En admettant pour la température ordinaire le nombre de du Bois et Taylor Jones, on trouve $\frac{I_0}{D} = 270$, ce qui donne :

$$C = 0,001646n.$$

Fer β. — A une température un peu supérieure à la température θ de perte du ferromagnétisme spontané, les propriétés ferroma-

gnétiques ne se manifestent que lorsqu'un champ extérieur H_e fournit l'appoint nécessaire au champ moléculaire insuffisant. Il en résulte un coefficient d'aimantation spécifique χ' supérieur à celui qui se manifesterait si le champ intérieur n'existait pas. Ils sont reliés l'un à l'autre par la formule :

$$\frac{T}{C} = \frac{1}{\chi} = D\,\frac{H_e + NI}{I} = \frac{1}{\chi'} + DN.$$

Or la température θ est celle où la susceptibilité correspondant au commencement de la courbe (*fig.* 1) est égale à $\frac{1}{N}$. Il en résulte :

$$CND = \theta,$$

et par suite :

$$C = \chi'(T - \theta), \tag{20}$$

qui est, sous une autre forme, la même équation que (18).

Les expériences de Curie donnent en effet, entre 756° et 820°, pour le coefficient d'aimantation spécifique χ', des valeurs représentées par l'arc d'hyperbole équilatère AB. On a :

$$\chi' = 513 \times 10^{-6} \text{ pour } T = 273° + 820°,$$

ce qui conduit à :

$$C = 0{,}00164 \times 2.$$

Il y a donc concordance complète à condition d'admettre que la molécule du fer β *se compose de deux atomes.* Il n'y a pas de raison, d'après cette théorie, pour admettre qu'elle soit différente dans le fer α. Si cependant il y avait une modification de la molécule en un point quelconque de la région α, il faudrait qu'elle eût lieu sans que la valeur de I_0 en fût affectée.

Fer γ. — De 920° à 1 280°, la susceptibilité inversement proportionnelle à I indique l'absence de champ intérieur. Les expériences de Curie donnent à $T = 273° + 940°$:

$$\chi = 28{,}4 \times 10^{-6},$$

à $T = 273° + 1\,280°$:

$$\chi = 23{,}9 \times 10^{-6},$$

d'où les valeurs assez concordantes :

$$C = 0{,}00172 \times 2 \qquad \text{et} \qquad C = 0{,}00182 \times 2,$$

c'est-à-dire encore la même constante de Curie, au degré de précision des expériences, et l'on est amené ainsi à admettre que la molécule du fer γ est aussi composée de deux atomes.

Fer δ. — Les expériences de Curie donnent, pour $T = 273° + 1\,280°$, $\chi = 38{,}3 \times 10^{-6}$, d'où :

$$C = 0{,}00198 \times 3$$

et pour $T = 273° + 1\,336°$, $\chi = 32{,}3 \times 10^{-6}$; d'où :

$$C = 0{,}00173 \times 3,$$

valeurs qui concordent encore avec les précédentes, si l'on admet que la molécule du fer δ est composée de trois atomes (1). Ces résultats me semblent pouvoir s'accorder avec ceux des intéressantes recherches de MM. Osmond et Cartaud (2) sur la cristallographie du fer. En effet, tandis que ces auteurs trouvent entre le fer α et β, d'une part, et le fer γ, de l'autre, une série de caractères différentiels des plus nets, les différences cristallographiques entre les états α et β sont d'allure tout à fait subordonnée. Elles consistent surtout en ce que certaines particularités connues pour le fer α n'ont pas été observées pour le fer β ; il est donc probable qu'elles n'excèdent pas celles que peut présenter le même corps à des températures aussi différentes.

Ces auteurs considèrent l'état α et l'état β comme isomorphes, mais non l'état γ, et admettent que la transformation αβ est progressive et réversible.

La différence de nature des deux transformations βγ et γδ est extrêmement intéressante. Les expériences de M. H. Le Châtelier (3) ayant montré que le passage de l'état β à l'état γ est accompagné d'une contraction, il semble paradoxal, à première vue, qu'à un plus grand rapprochement des aimants élémentaires puisse correspondre la disparition de leurs actions mutuelles. Mais, plus que cette particularité, l'ordre de grandeur de ces actions montre combien leur origine reste à expliquer. On a, en effet, pour le fer à la température ordi-

---

(1) Rappelons que, dans le langage employé ici, la molécule signifie la quantité de matière possédant l'énergie cinétique de rotation correspondant à deux degrés de liberté.

(2) Osmond et Cartaud, *C. R.*, t. CXLII, p. 1531 ; 1906 ; — et *Journal of the Iron and Steel Institute*, n° III, for 1906.

(3) *Contributions à l'étude des alliages* (Soc. d'Encouragement p. l'Industrie nationale, Paris, 1901, p. 411).

naire $\frac{I}{I_0} = 0,91$ environ, d'où : $a = 11,3$ et, par suite,

$$NI = 80\,000\,000 \text{ gauss}.$$

L'énormité de ce champ est d'autant plus frappante que M. Langevin [1] a montré que le moment magnétique de l'atome d'oxygène peut fort bien n'être dû qu'à un seul corpuscule décrivant une trajectoire circulaire autour de l'atome avec une période de l'ordre de grandeur de celles des radiations du spectre visible. En reproduisant ce calcul sur l'atome de fer, on trouve une intensité d'aimantation très voisine de I_0. Mais le champ au centre de cette trajectoire est plusieurs mille fois plus faible que le champ moléculaire.

Je crois, cependant, que la théorie du champ moléculaire est appuyée par un nombre suffisant de faits pour qu'on puisse affirmer qu'elle contient une part importante de vérité et que cette difficulté d'interprétation doive être considérée moins comme une objection que comme une indication pour la recherche de nouvelles hypothèses sur la constitution de l'atome.

C'est pourquoi il peut être utile de réunir, en terminant, les renseignements que l'on possède sur le champ moléculaire.

L'hypothèse de l'uniformité de ce champ est la plus simple que l'on puisse faire, mais elle est assez invraisemblable. Sans rien changer à ce qui précède, on peut admettre que l'uniformité n'est qu'apparente et qu'elle résulte d'un effet de moyenne, soit par suite du grand nombre des molécules qui seraient contenues dans la sphère d'activité, soit, plus probablement, par suite de leur agitation thermique. Mais on peut même s'en dispenser complètement en admettant que l'élément magnétique est un aimant infiniment court, puisque le couple exercé sur un tel aimant est le même que si le champ était uniforme. On sait que dans la théorie des cycles d'aimantation donnée par Ewing, qui, le premier, a cherché à rendre compte des phénomènes résiduels par des actions mutuelles, c'est au contraire la non-uniformité du champ qui joue un rôle capital par suite de la grandeur finie des aimants élémentaires.

A propos de la transformation $\beta\gamma$, nous avons déjà remarqué que la distance des aimants élémentaires les uns des autres n'a pas l'influence prépondérante que l'on pourrait supposer. Aussi bien, relativement à cette singulière propriété du champ moléculaire, les subs-

(1) Langevin, *loc. cit.*

tances pour lesquelles I_0 a une valeur considérable ne sont pas favorisées à l'exclusion des autres. Westman a trouvé des propriétés nettement ferromagnétiques à l'oligiste, dont l'intensité d'aimantation à saturation est voisine de 1, c'est-à-dire près de 2000 fois plus petite que celle du fer. Le cobalt, dont l'intensité d'aimantation à saturation est inférieure à celle du fer, perd son magnétisme à une température plus élevée.

On peut, pour un corps magnétique, concevoir deux manières de ne pas être ferromagnétique : ou bien le champ moléculaire n'existe pas et le corps est paramagnétique ; ou bien, ce champ existant, les molécules sont bloquées par d'autres forces qui les empêchent de tourner. On peut se demander si tel ne serait pas le cas du manganèse, aux molécules duquel des métaux étrangers, l'aluminium et le cuivre, rendraient en les écartant leur mobilité.

Dans les aciers-nickel, dans les aciers au carbone, l'addition de l'élément étranger au fer abaisse la température de disparition du champ intérieur à tel point qu'il semble qu'à partir d'un certain pourcentage ils passent directement de l'état γ à l'état α, transformation complexe qui est irréversible. Par contre, l'addition de 2 0/0 de silicium au fer sans carbone semble conserver l'état β jusqu'à une température plus élevée (1). On peut espérer de l'étude quantitative des phénomènes magnétiques de ces alliages quelques éclaircissements sur la nature du champ moléculaire.

Les curieuses propriétés magnétiques des dépôts électrolytiques minces obtenus dans un champ magnétique, que M. Maurain (2) a découvertes, peuvent s'expliquer en admettant que, pour la première couche de fer, la sphère d'activité moléculaire étant incomplète, le champ moléculaire est moindre et, par suite, l'intensité d'aimantation plus faible que pour la matière indéfinie.

Pour le nickel, dont la première couche est plus magnétique que les suivantes, il faut admettre que les différentes parties de la sphère d'activité moléculaire contribuent au champ moléculaire par des termes de signes différents et que, pour une lame mince, ce sont celles qui donneraient les termes négatifs qui font défaut, de sorte que le champ,

---

(1) *Association internationale pour l'Essai des Matériaux, Congrès de Bruxelles* 1906 : Osmond et Cartaud, p. 30 : « Dans le fer presque pur de carbone, le silicium parait supprimer presque entièrement le point A_3, c'est-à-dire le domaine du fer γ, quand il atteint une teneur de 2 0/0 environ. »

(2) Maurain, *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 90, 151 ; 1902.

et, avec lui, l'intensité d'aimantation, est plus intense dans les premiers moments de l'électrolyse.

Ewing[1] a montré qu'une compression longitudinale diminue l'aimantation du fer et augmente celle du nickel, tandis qu'une traction longitudinale augmente l'aimantation du fer et diminue celle du nickel. Il est probable que le mécanisme de ces phénomènes, et d'autres phénomènes voisins, réside dans une altération du champ moléculaire. Si l'on remarque que la traction est accompagnée d'une contraction latérale et la compression d'une dilatation latérale, on sera tenté de rapprocher les effets inverses des déformations sur le fer et sur le nickel de leur manière d'être, également inverse, dans les expériences de M. Maurain.

On entrevoit donc, à propos des expériences de M. Maurain, la possibilité d'une généralisation de la théorie du champ moléculaire, embrassant les propriétés ferromagnétiques de la matière indéfinie et celles des couches superficielles, en relation entre elles comme la compressibilité des fluides et les phénomènes capillaires.

Electro-aimant de grande puissance ;

Par M. Pierre Weiss.

Principes généraux de construction. — Le procédé habituel pour obtenir des champs magnétiques intenses consiste à aimanter parallèlement à leur axe commun deux noyaux cylindriques séparés par une coupure. La forme des surfaces qui limitent cette coupure et leur écartement sont choisis suivant la nature particulière de chaque expérience. On peut en remettre l'étude après celle de la manière d'obtenir dans les pièces polaires une intensité d'aimantation aussi voisine que possible de la saturation.

Il suffira de donner des règles pour déterminer les valeurs relatives des dimensions des appareils. Les dimensions absolues sont déterminées non par la grandeur du champ à obtenir, mais par l'étendue de l'espace dans lequel il doit être obtenu. On sait en

(1) Ewing et Cowan, *Phil. Trans.*, 179¹, p. 325; — Ewing, même volume, p. 333 ; 1889.

effet [1] que les appareils semblables donnent des champs identiques, à condition de mettre sur les circuits magnétiques des nombres d'ampères-tours proportionnels aux dimensions linéaires. Il en résulte seulement que les ampères-tours sont plus faciles à caser quand on augmente l'échelle d'un appareil.

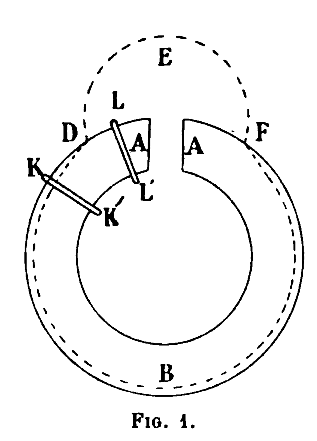


Fig. 1.

Pour aborder la question de la saturation des pièces polaires, considérons un tore interrompu par une coupure (*fig.* 1) et aimanté au moyen d'un enroulement réparti sur toute sa surface. Il est bien évident que, les ampères-tours croissant, la région B atteindra d'abord la saturation, tandis que la région A sera aimantée à une intensité moindre, par suite des dérivations de flux dans l'air. La région B, ne pouvant s'aimanter davantage, jouera le rôle d'une deuxième coupure, et le reste de l'anneau se comportera à partir de ce moment comme si le circuit magnétique était largement ouvert en B.

Il en résulte que, quand on relève la courbe représentant le champ H dans l'entrefer en fonction des ampères-tours pour les anciens électro-aimants, qui, presque tous, rentrent dans le type du circuit magnétique à section à peu près constante, on trouve une ligne brisée OPQ (*fig.* 2). En deçà du coude P, la saturation en B (*fig.* 1) n'a pas encore produit un étranglement magnétique; dans la région PQ, l'étranglement s'est produit, et l'accroissement de H est alors suffisamment lent pour que l'échauffement des bobines arrête

(1) Sir W. Thomson, *Rep. Pap. Electrostat. and Magn.*, § 564.

l'expérience bien avant que H s'approche de la valeur H_{max}, qui correspondrait à la saturation des pièces polaires.

On peut déplacer cet étranglement magnétique en faisant varier la section d'un point à l'autre du circuit. La saturation se produira d'abord en un point faible, en général voisin d'un minimum de section. On peut imaginer que l'on détermine la section en chaque point de façon que la saturation se produise partout simultanément. Alors la courbe OPQ sera remplacée par OPR, et l'on pourra atteindre pratiquement le voisinage de H_{max}. Nous arrivons donc à la règle de construction suivante : *De la région la plus éloignée de la coupure jusqu'à l'entrefer, la section du circuit magnétique doit décroître progressivement suivant une loi telle que la saturation soit conservée jusqu'aux pôles malgré les pertes de flux.*

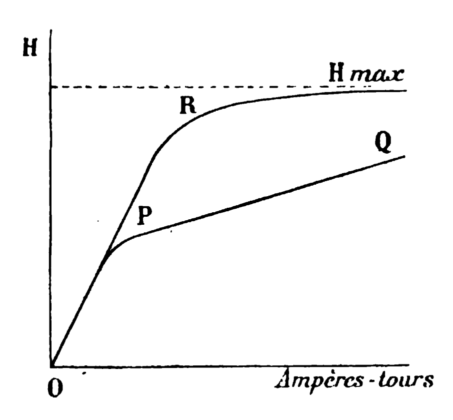


Fig. 2.

Mais il saute aux yeux que la saturation importe aux pôles seulement. On peut sans inconvénient augmenter la section du circuit, par rapport à ce que donne la règle précédente, dans toutes les parties du circuit éloignées de la coupure. Il y a même à cela un avantage notable, car, au lieu de dépenser dans la plus grande partie du circuit magnétique le champ magnétisant considérable nécessaire pour approcher de la saturation, on l'aimante à une intensité d'aimantation un peu plus faible avec un champ bien moindre, sans pour cela changer le flux qui parvient aux pôles. Ainsi, pour ne citer que des valeurs extrêmes, tandis qu'il faut un champ de 15 000 gauss pour porter le fer à la valeur la plus élevée

de l'intensité d'aimantation, $I_m = 1850$, qui ait été observée [1], un champ cent fois moindre donnera une intensité d'aimantation qui ne sera plus faible que dans le rapport de 5 : 4. Or c'est bien cette valeur $I_m = 1\,850$ que nous devons nous proposer d'obtenir dans les pièces polaires. En augmentant, *par rapport à ce que donne la règle de construction précédemment énoncée*, toutes les sections du circuit magnétique qui ne sont pas voisines des pôles dans le rapport de 4 : 5, on réalisera donc une économie énorme sur les ampères-tours.

Emplacement à donner aux ampères-tours. — On admet volontiers que les ampères-tours placés dans le voisinage des pôles sont plus utiles que ceux que portent les parties éloignées du circuit, car, serait-on tenté de dire, non seulement ils font nombre, mais encore tendent-ils à concentrer le flux. La construction ancienne de Ruhmkorff était en harmonie avec cette manière de voir ; depuis, subissant la suggestion de la théorie du circuit magnétique d'Hopkinson dans laquelle la place des ampères-tours ne figure pas explicitement, on s'en est écarté à plusieurs reprises. Or cette théorie ne s'applique que quand les pertes de flux ont une valeur relative invariable par rapport au flux total, c'est-à-dire pratiquement quand le circuit magnétique est presque complètement fermé.

Je vais chercher à justifier cette concentration des ampères-tours sur les pôles. Considérons (*fig.* 1) la courbe fermée DEFBD, ligne d'induction ou ligne de même forme générale. En appelant ni les ampères-tours traversés par cette ligne, dl son arc élémentaire et H le champ, on a :

$$\int H \cos(\widehat{H, dl})\, dl = \frac{4\pi}{10} ni,$$

la sommation s'étendant à toute la courbe DEFBD. Mais la règle de construction à laquelle nous nous sommes arrêté a pour but de rendre extrêmement faible le champ magnétisant H dans toutes les parties du circuit qui ne sont pas immédiatement voisines des pôles. On aura donc une valeur très approchée en restreignant la sommation à l'arc DEF, situé dans l'air. Le flux perdu dans la région voisine de DEF sera donc proportionnel aux ampères-tours traversés par la courbe fermée, c'est-à-dire fournis par des spires telles que KK'. Celles qui sont situées comme LL' n'y ont aucune

[1] Du Bois et Taylor Jones, *Elektrol. Zeitschr.*, t. XVII, p. 543 ; 1896.

part. On devra donc, pour diminuer les pertes de flux, accumuler autant que possible les ampères-tours dans le voisinage des pôles.

Réalisation pratique du circuit magnétique de section variable. — Le dessin au trait (*fig.* 3 et 4) et la photographie (*fig.* 5) montrent

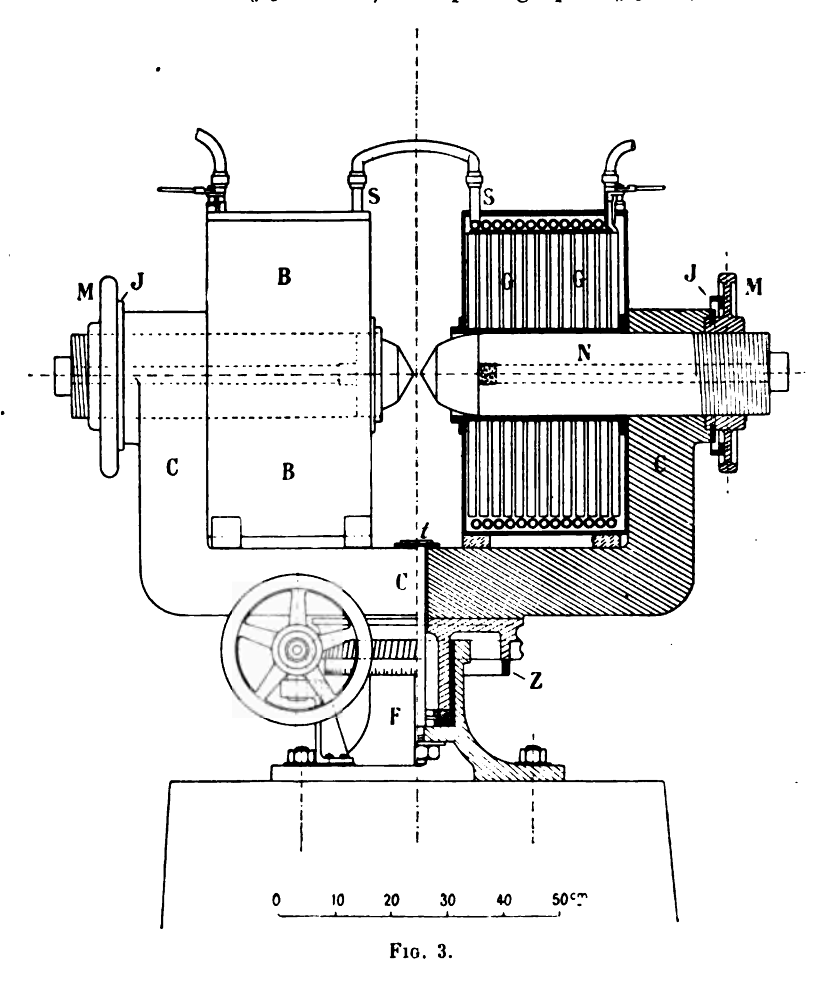


Fig. 3.

que le circuit magnétique est formé d'une forte culasse C, en acier extra-doux, deux fois coudée à angle droit, qui porte deux noyaux cylindriques de même matière que l'on peut faire avancer et reculer au moyen des manettes-écrous M. Le réglage de l'entrefer est ainsi micrométrique. Les positions des noyaux sont repérées au moyen

des cercles de bronze *b*, fixés sur les manettes et divisés en 100 parties.

Le diamètre des noyaux a été choisi égal à 15 centimètres, et leur longueur, égale à 52 centimètres, a été déterminée de manière à recevoir les enroulements, qui sont répartis entre deux bobines seulement, placées sur les noyaux. Il était facile, dès lors, de donner à la

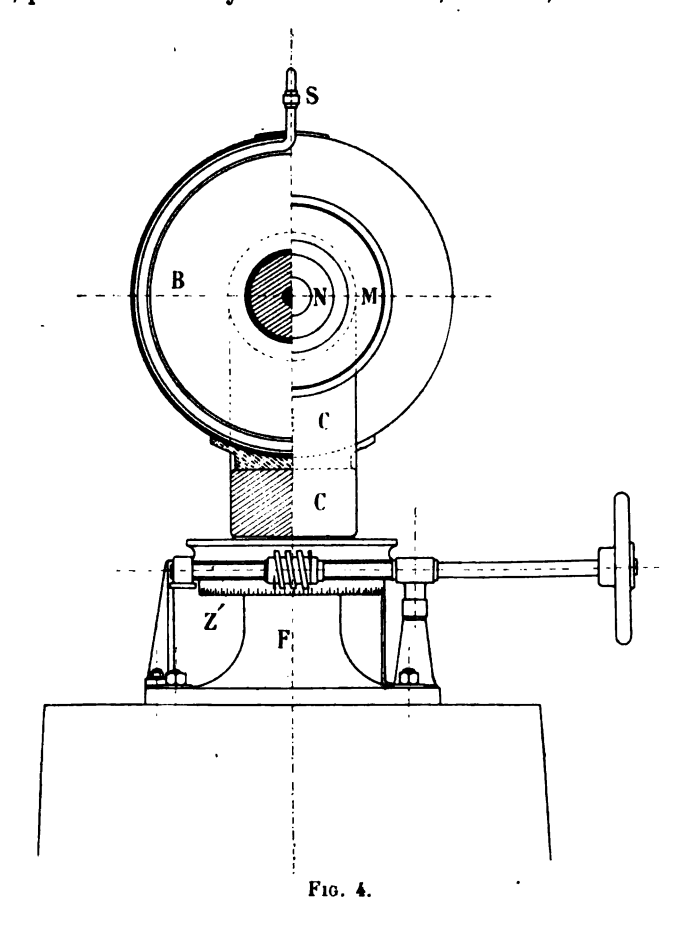


Fig. 4.

section de la culasse C, égale à $12 \times 21 = 252$ centimètres carrés, un grand excédent sur la section des noyaux, égale à $176^{cm^2},7$, qui n'en est ainsi que la moitié.

Les bobines devant rester fixes quand on fait mouvoir les noyaux, il n'était pas possible de donner à ceux-ci, sans perte de place, une

forme conique. J'ai préféré les laisser cylindriques et prendre les pièces polaires P assez longues ($13^{cm},5$) pour qu'on puisse opérer sur elles la réduction de la section. Cela avait l'avantage de faire porter les tâtonnements sur des pièces de moindre poids et de moindre valeur que les noyaux, pesant chacun 70 kilogrammes, et dont le démontage était plus aisé.

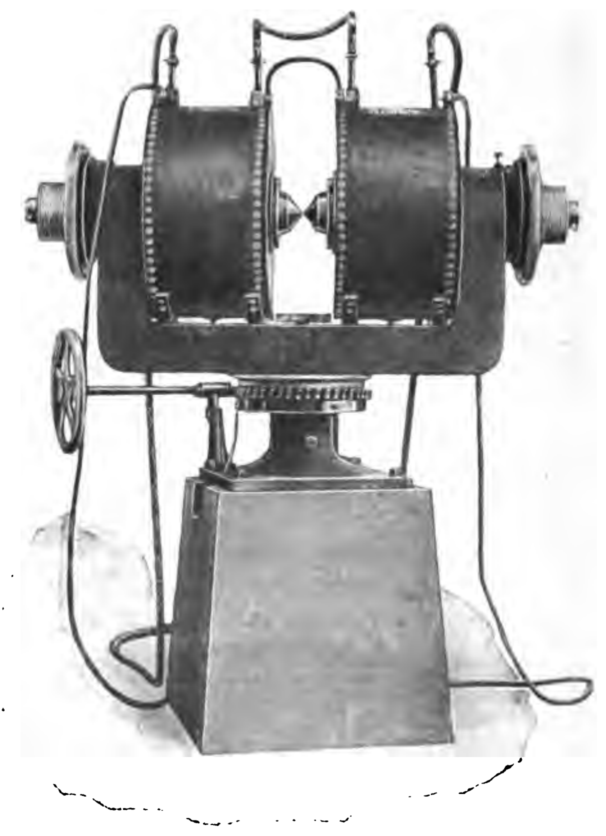


Fig. 5.

Bobines. — Quand on se sert d'électro-aimants puissants, on est frappé des grands inconvénients de l'échauffement des bobines. Non seulement on est fréquemment obligé d'interrompre les expériences pour les laisser refroidir, afin de ne pas compromettre leur isolement, mais encore l'échauffement se communique aux noyaux et par là aux objets étudiés, et est souvent une cause d'erreur très gênante.

Citons, à titre d'exemple, la spirale de bismuth, dont le coefficient de température élevé rend toujours l'emploi délicat et tout à fait impraticable entre des pôles quelque peu échauffés. Souvent aussi les courants de convection de l'air chaud sont bien gênants, par exemple quand il s'agit de mesurer des effets mécaniques éprouvés par des substances délicatement suspendues dans l'entrefer.

Pour éviter ces inconvénients et pour pouvoir adopter une forte densité de courant et ainsi réduire les dimensions du circuit magnétique, j'ai imité pour les bobines B un mode de construction fréquemment employé dans les transformateurs. Les conducteurs sont plongés dans de l'huile de vaseline, et celle-ci, circulant librement entre eux, enlève la chaleur au fur et à mesure de sa production et l'abandonne à un serpentin S parcouru par un courant d'eau.

Les conducteurs sont formés de lames plates de 15 millimètres de largeur et de 1 millimètre d'épaisseur, enroulées en spirale, avec interposition d'une feuille de matière isolante de $0^{mm},2$ d'épaisseur. On forme ainsi des galettes que l'on consolide au moyen de rubans de toile. La juxtaposition de ces galettes G, à $3^{mm},5$ l'une de l'autre, rappelle la construction des bobines d'induction cloisonnées. On réalise ainsi une économie du quart environ sur le volume des bobines par rapport à ce qu'elles seraient avec des fils recouverts, de section circulaire. Chaque bobine contient 15 galettes, et chaque galette 112 tours, ce qui fait un total de 3 360 tours. La section a été choisie de manière à supporter 60 ampères. L'électro-aimant peut donc recevoir 201 600 ampères-tours.

La résistance totale des bobines est, à froid, de $4^{ohms},9$. Elle ne s'élève guère que de 5 0/0 par l'échauffement. La différence de potentiel nécessaire pour le courant maximum est donc voisine de 300 volts et, par suite, la puissance dépensée dans les deux bobines de 18 kilowatts. L'élévation de température de l'eau était d'une vingtaine de degrés au plus et les pièces polaires restaient tout à fait froides. L'appareil supporte donc, malgré ses dimensions qui n'ont rien d'excessif, la mise en œuvre d'une puissance considérable. Dans la plupart des expériences que j'ai eu l'occasion de faire, un courant de 25 ampères, c'est-à-dire une puissance de 3 kilowatts, était suffisant.

L'emploi de l'isolement par l'huile a encore l'avantage de protéger très efficacement l'appareil contre les effets de la self-induction. Il est arrivé à plusieurs reprises que, par inadvertance, on ait coupé brus-



quement le courant de plus de 50 ampères. L'arc de rupture est une flamme de 20 centimètres de longueur. Mais l'isolement n'a pas été détérioré. Une fois seulement, à travers le serpentin qui touchait déjà le circuit au dehors des bobines, il s'est établi une dérivation momentanée, puis l'isolement s'est rétabli de lui-même.

Pied de l'appareil. — L'appareil tout entier est monté sur pivot. La construction de ce pivot, visible dans les *fig.* 3 et 4, est compliquée dans une certaine mesure par la nécessité qu'il y avait, pour certaines expériences, à disposer dans le voisinage des pôles d'une petite tablette fixe *t*. La tige qui porte cette tablette est vissée dans le palier fixe F et traverse sans les toucher le galet en acier et le galet en bronze entre lequels se fait le frottement, ainsi que la culasse de l'aimant. Malgré son poids, voisin de 1000 kilogrammes, l'appareil tourne facilement sous la pression de la main. Cette rotation peut être lue sur un cercle de bronze Z, divisé en degrés sur sa surface cylindrique. Une vis sans fin, à embrayage facultatif, permet d'orienter exactement l'appareil sous un angle déterminé.

C'est à cause de ces mesures d'angles que je n'ai pas remplacé le pivot par un roulement à billes qui eût diminué les frottements ; je me suis rendu compte depuis que j'eusse pu le faire sans nuire à leur exactitude.

Forme des pièces polaires. — La théorie due à Stephan [1] considère l'aimantation des pièces polaires comme étant uniforme et parallèle à l'axe. Il en résulte que la densité magnétique superficielle projetée sur la section droite est constante. Et le champ donné par une zone annulaire de largeur dr est, en un point de l'axe d'où le cercle de rayon r est vu sous un angle 2α :

$$dH = 2\pi \frac{dr}{r} \sin^2 \alpha \cos \alpha,$$

quantité qui est maxima pour $\cot g\,\alpha = \sqrt{3}$; $\alpha = 54^\circ 44'$.

On en conclut que, pour tirer le meilleur parti de chacun des éléments annulaires de largeur dr, il faut qu'il soit vu du centre du champ sous le même angle de $54^\circ 44'$. Les deux noyaux sont donc limités par les deux nappes d'un même cône ayant son sommet au centre du champ et ayant cet angle comme demi-angle au sommet. Mais on ne peut prolonger les surfaces jusqu'à leur sommet, parce

[1] Stephan, *Sitzungsber. der K. Akad. d. Wiss. zu Wien*, II *a*, **97**, p. 176 ; 1888 ; — *Wied. Ann.*, **38**, p. 440 ; 1889.



qu'alors l'espace utilisable serait nul. Quand les noyaux sont percés suivant leur axe d'un trou cylindrique de rayon r, les surfaces coniques sont limitées par cela même, et, le rayon de la surface cylindrique des noyaux étant R, on a :

$$H = 4\pi I \sin^2 \alpha \cos \alpha \log \text{nat} \frac{R}{r},$$

et le maximum du champ correspond encore à la même valeur α.

Quand les cônes sont tronqués par une surface plane, le champ devient :

$$H = 4\pi I \left(1 - \cos \alpha + \sin^2 \alpha \cos \alpha \log \text{nat} \frac{R}{r}\right).$$

Ici l'on peut faire plusieurs hypothèses dans la recherche de l'angle donnant le maximum du champ.

1° On considère r, c'est-à-dire la largeur du champ utilisable, comme donnée. On trouve alors pour le maximum du champ un angle α qui décroît en même temps que $\frac{r}{R}$ (1).

On a ainsi pour :

$\frac{r}{R} = 0$	$\alpha = 54° 44'$
$= 0,02$	$= 60° 8'$
$= 0,03$	$= 60° 47'$
$= 0,1$	$= 64° 17'$
$= 0,2$	$= 69° 6'$

mais il ne faut pas perdre de vue qu'en même temps qu'α augmente l'espace disponible dans le sens des lignes de force diminue. Ces résultats sont d'accord avec les expériences de du Bois, qui a montré que, pour $\frac{r}{R} = 0,03$, le champ maximum est obtenu indifféremment pour les angles compris entre 57° et 63°.

2° On peut supposer prescrite la longueur de l'entrefer mesurée dans le sens des lignes de force et égale à $d = 2r \operatorname{cotg} \alpha$. Alors, par une curieuse compensation, on trouve de nouveau que le champ maximum correspond à $\operatorname{cotg} \alpha = \sqrt{3}$, $\alpha = 54° 44'$, comme si les surfaces coniques existaient seules.

Considérant cette question de l'angle d'ouverture des cônes comme suffisamment élucidée, je n'ai opéré qu'avec la valeur de

(1) Voir aussi *Ecl. électr.*, t. XV, p. 481 ; 1898.

$\alpha = 57°$. J'ai cherché à résoudre par des tâtonnements sur la forme des pièces polaires la seule question de la réduction progressive de la section à partir du diamètre des noyaux, égal à 15 centimètres, jusqu'à une valeur de 2R à déterminer, correspondant à la grande base du cône tronqué. Le raccord entre les surfaces cylindriques des noyaux et le cône de 57° s'est fait, sur les pièces polaires courtes (*fig.* 6), au moyen de cônes de plus petite ouverture; sur les pièces polaires plus longues, employées ensuite (*fig.* 8), au moyen d'une sur-

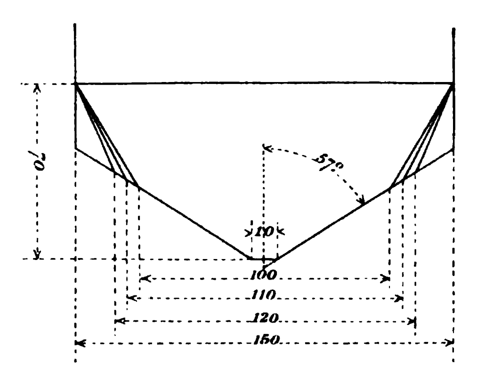


Fig. 6.

face ogivale. Le diamètre $2r$ de la petite base du cône est resté constant dans une même série d'essais, et l'écartement des surfaces frontales était celui qui correspond à la coïncidence des sommets des surfaces coniques. Je ne donne ici qu'une partie des expériences. Les profils de la *fig.* 6 ont donné pour 30 ampères :

2R = 150mm	H = 32 950
120	33 300
110	33 400
100	33 300

ce qui montre que, pour $2r = 10$ millimètres, le profil le plus avantageux correspond à peu près à $2R = 110$ millimètres.

J'ai ensuite employé les pièces polaires plus longues, comme celle de la *fig.* 8, pour donner à la variation de la section une allure plus progressive. Afin de faciliter la comparaison des résultats avec ceux qui ont été obtenus par du Bois avec son électro-aimant annulaire, j'ai adopté la même surface frontale, $2r = 3$ millimètres, avec laquelle il a atteint 38 000 gauss.

La mesure exacte des champs très intenses dans des espaces peu

étendus est facile, à condition d'employer des méthodes appropriées. Je dois ici entrer dans quelques détails. Tant que l'on dispose d'un champ de 1 à 2 centimètres de diamètre, on peut y placer une bobine induite suffisamment grande pour que son aire puisse, au préalable, être déterminée exactement par la méthode de Curie. Cette méthode consiste à l'opposer, dans un champ uniforme, à une bobine de plus grand diamètre exactement mesuré, et dont on fait varier le nombre de tours de façon qu'avec n tours son aire soit inférieure à celle de la bobine à mesurer, et qu'avec $n + 1$ tours elle lui soit supérieure. L'interpolation au moyen des déviations du balistique donne exactement les tours et fractions de tour auxquels l'aire cherchée est équivalente. J'ai trouvé ainsi qu'une bobine de 11 millimètres environ de diamètre était équivalente à 11,70 tours de $2^{cm},0125$ de diamètre. Son aire était donc $37^{cm^2},21$. Pour pouvoir se servir d'un galvanomètre Deprez-d'Arsonval de sensibilité moyenne, il est commode de faire cette comparaison dans un champ uniforme très intense, comme celui de l'électro-aimant lui-même, muni à cet effet de pièces polaires planes de 15 centimètres de diamètre. Les deux bobines sont fixées, concentriquement, à l'extrémité d'un levier de 80 centimètres, qui permet d'un mouvement rapide de les introduire dans le champ ou de les en extraire.

L'aire de la bobine induite connue, il suffit d'étalonner le balistique au moyen d'un solénoïde exactement mesuré et entouré d'un nombre de tours induits convenable. Cette méthode n'a été employée que dans les mesures préliminaires ; elle a donné des résultats concordants à 1 0/0 près avec celle qu'il me reste à décrire, quand elle a été employée concurremment avec elle.

La deuxième méthode consiste à mesurer d'abord très exactement un champ uniforme un peu moins intense, mais notablement plus étendu, que l'on compare ensuite au champ à mesurer. Ce champ de comparaison était obtenu au moyen d'un électro-aimant dont les noyaux ont $7^{cm},5$ de diamètre et qui portait 2000 tours de fil dans lesquels passait un courant de 10 ampères. L'on obtenait entre les pièces polaires représentées par la *fig.* 7 un champ dont la valeur moyenne sur un diamètre de 2 centimètres, égale à 19680 gauss, n'est inférieure que de 1,5 pour mille à la valeur au centre(1). Il a été

(1) Ce champ relativement élevé, eu égard à la grandeur de l'espace utilisable, est d'ailleurs un bon exemple de l'avantage qu'il y a à profiler les pièces polaires conformément aux principes ci-dessus énoncés.



mesuré de deux manières [1] : d'abord avec la balance magnétique absolue de M. Cotton, ensuite au moyen d'une bobine induite de 5 tours, dont le diamètre, voisin de 2 centimètres, était mesuré directement, et du balistique étalonné avec un solénoïde. Les résultats ont été concordants à 2 millièmes près.

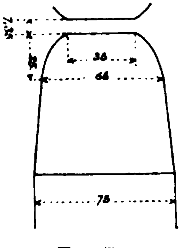


Fig. 7.

La comparaison de ce champ avec le champ inconnu a été faite au moyen d'une très petite bobine induite placée dans le circuit du galvanomètre balistique. Cette bobine, formée de 120 tours de fil de $0^{mm},04$ enroulés sur une carcasse en ivoire, a 3 millimètres environ de diamètre extérieur. Son aire est égale à $3^{cm^2},18$ et, par suite, son diamètre moyen de $1^{mm},83$. Dans cette mesure, les déviations du balistique n'interviennent donc qu'en valeur relative. Je me suis assuré expérimentalement qu'elles sont proportionnelles aux quantités d'électricité à 0,1 0/0 près et que le galvanomètre n'était pas influencé par l'électro-aimant. En général, les observations étaient croisées de manière à s'affranchir de l'influence des très faibles variations de la sensibilité du galvanomètre. Cette comparaison ne comporte guère que les erreurs de lecture au balistique, qui sont faibles et n'ont rien de systématique.

Des essais préliminaires ayant montré que, pour des pièces polaires tronquées par une circonférence de $2R = 3$ millimètres, il y a avantage à réduire 2R jusqu'à 10 centimètres, j'ai fait des expériences précises avec $2R = 10$ centimètres et $2R = 9$ centimètres, tant sur le meilleur (Creusot) de trois aciers extra-doux que sur le fer doux de Suède (Kohlsva). Ces expériences sont résumées dans le tableau suivant :

---

(1) Voir pour plus de détails : P. Weiss et A. Cotton, *Mesure du phénomène de Zeeman*, dans le même recueil.

Creusot, $d \backsim 1^{mm},95$

2R = 10^{cm}		2R = 9^{cm}	
Amp.	Gauss	Amp.	Gauss
0,625	11 650		
1,25	21 400		
2,5	28 750		
5	35 480		
10	41 100		
20	43 830		
30	45 130	27	44 280
42	45 710	39	45 640
53	46 250	51	46 200

Suède, $d \backsim 1^{mm},95$

2R = 10^{cm}			2R = 9^{cm}		
Amp.	d (mm)	Gauss	Amp.	d (mm)	Gauss
0,625		12 030			
1,25		21 670			
2,5		29 150			
5		35 700			
10		41 300			
24		44 670			
29	1,95	45 110			
40		45 650			
51	1,92	46 300			
	1,90	46 650			
53	1,95	45 900	56	1,94	46 350
	1,81	46 750	52	1,69	47 280

Il résulte de ce tableau que la réduction de 2R de 10 centimètres à 9 centimètres a été indifférente. On est donc bien près du profil donnant le champ maximum. Dans les champs faibles, le fer de Suède est un peu supérieur à l'acier coulé. Dans les champs forts, les deux matières sont identiques aux erreurs d'expérience près, qui sont de l'ordre de 0,5 0/0.

La principale difficulté rencontrée à discuter des influences aussi faibles que celles de la nature de la substance réside ici dans la détermination exacte de l'écartement des pièces polaires, qui, d'ailleurs, n'ont pas été travaillées avec une très grande précision. Cet écartement varie de quelques centièmes de millimètre en fonction du courant magnétisant.

La concordance des champs maximum pour le fer forgé et le meilleur acier coulé est assez remarquable. Deux autres aciers coulés de provenance différente sont nettement inférieurs. Du Bois et Taylor Jones [1] avaient déjà trouvé la même intensité d'aimantation à saturation pour deux variétés de fer soudé (laminé Suède, et tôles pour transformateurs, Styrie); mais la valeur qu'ils donnent pour l'acier extra-doux (pour dynamo, Krupp) était restée bien en deçà avec $I_{max} = 1\,770$. Il semble donc établi que le fer pur, la ferrite, possède, quelle que soit sa structure, une intensité d'aimantation à saturation caractéristique.

Détermination de l'intensité d'aimantation atteinte. — B. Walter,

(1) *Loc. cit.*

dans une intéressante discussion (1), a montré que l'on pouvait, au moins pour les champs intenses, remonter du champ observé à l'intensité d'aimantation des pièces polaires taillées suivant le profil conique, en appliquant la théorie que nous avons rappelée ci-dessus, et que les expériences de P. Czermak et V. Hausmaninger (2) aussi bien que celles de du Bois (3) sont d'accord avec cette théorie, en admettant que l'intensité d'aimantation à saturation est voisine de 1 725.

Nos expériences s'écartent en deux points du cas simple examiné par B. Walter. D'abord nous savons que, dans les portions reculées des pièces polaires, il y a des excédents de sections, et que, par suite, la saturation n'y est pas atteinte; ensuite le profil est plus compliqué. Mais on peut supposer ce profil découpé en zones et appliquer à chacune d'elles la formule :

$$dH = 2\pi I \frac{dr}{r} \cdot \sin^2 \alpha \cos \alpha.$$

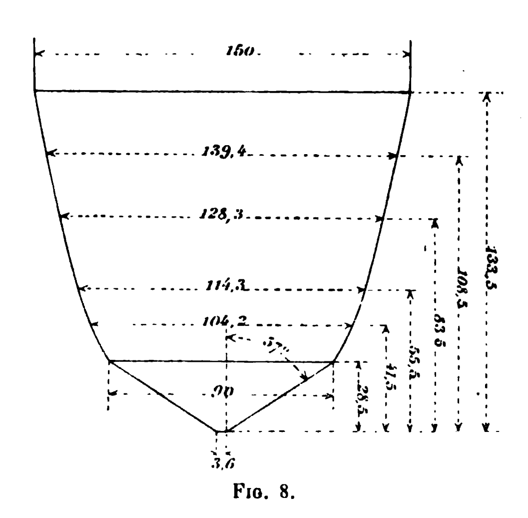


Fig. 8.

J'ai relevé à cet effet exactement les cotes portées dans la *fig.* 8, qui déterminent le profil de la pièce polaire (à cette occasion, je me

(1) B. Walter, *Drude's Ann. d. Phys.*, **14**, p. 106; 1904.

(2) P. Czermak et V. Hausmaninger, *Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wiss. zu Wien*, II *a*, **98**, p. 1142; 1889.

(3) H. du Bois, *Wied. Ann.*, **51**, p. 537; 1894; — *Magnetische Kreise*, p. 288; 1894.

suis aperçu que le diamètre $2r$ de la surface frontale était de $3^{mm},6$ au lieu de 3 millimètres, circonstance plutôt défavorable à l'obtention d'un champ intense, mais qui n'influe pas sur la détermination de l'intensité d'aimantation). Admettant pour la distance des surfaces frontales la valeur moyenne de $d = 1^{mm},92$, j'ai découpé la surface en zones et mesuré sur le dessin, au moyen d'un rapporteur, la valeur de α correspondant à chaque zone. En faisant la somme des dH, on obtient :

$$H = (6,65 + 15,74 + 1,63)\,I = 24,02I.$$

Le premier terme de la parenthèse se rapporte aux surfaces frontales (diamètre : $3^{mm},6$); le deuxième, aux cônes ($2r$ compris entre $3^{mm},6$ et 90 millimètres), et le troisième, au raccord ogival ($2r$ compris entre 90 et 150 millimètres). J'applique cette équation à la valeur moyenne :

$$i = 52 \text{ ampères}, \qquad H = 46\,300 \text{ gauss},$$

déduite du tableau de la page 137. Or les bobines seules donnent, pour 52 ampères, un champ de 1 800 gauss. Il reste donc, pour le champ provenant du fer, H = 44500 gauss; d'où I = 1850.

C'est précisément la valeur trouvée par du Bois et Taylor Jones pour les meilleurs fers dans un champ de 15000 gauss. Mais, il convient de le remarquer, nous trouvons cette valeur non pour le maximum, mais comme une moyenne dans laquelle les valeurs voisines des sommets des cônes jouent, il est vrai, un rôle prédominant. Elle ne doit donc pas différer beaucoup du maximum (1).

(1) La méthode employée ici, faute de mieux, pour établir des règles de construction, ne saurait servir à déterminer une constante physique et dire, par conséquent, si la valeur 1 850 de du Bois et Taylor Jones a été dépassée. Il est facile de se rendre compte que, si l'on voulait admettre en toute rigueur l'hypothèse de l'aimantation à saturation parallèle à l'axe des noyaux, on se heurterait à d'étranges contradictions. Dans ce problème, où n'intervient ni hystérèse ni anisotropie cristalline, on doit admettre que le champ est partout parallèle à l'intensité d'aimantation et par conséquent uniforme, lui aussi, dans toute l'étendue des pièces polaires. Or la loi de la continuité de l'induction appliquée à la petite surface frontale enseigne que, dans le fer et dans le voisinage de cette surface, l'induction est voisine de 46 000, et, comme la moitié seulement en est attribuable au terme $4\pi I$, il reste un champ de 23000 gauss. Le champ conserverait donc cette valeur, et l'induction celle de 46000 dans toute l'étendue des pièces polaires, ce qui est en contradiction manifeste avec les faits.

Il est donc certain que l'aimantation n'est pas parallèle à l'axe dans les pièces polaires; dès lors il n'y a plus de raison pour admettre que son effet est équivalent à celui d'une distribution purement superficielle, dont la densité rapportée à la section droite serait constante.

Abstraction faite des dimensions de l'appareil et de la meilleure utilisation du champ direct des bobines, qui fournissent ici un appoint appréciable, l'amélioration apportée à la construction de l'électro-aimant par le choix raisonné des sections du circuit magnétique se traduit donc par une intensité d'aimantation moyenne égale à 1 850, *au lieu de* 1 725 *que donnent les constructions antérieures, c'est-à-dire par un gain de* 7 0/0.

Pièces polaires diverses. — Je donne ici encore quelques résultats de mesures faites sur des pièces polaires différentes, qui font ressortir la valeur pratique de l'appareil dans des conditions autres que celles du champ maximum (1) :

Pièces polaires coniques. $2r = 10^{mm}$, $d = 4^{mm},45$

Ampères	Gauss
4	25 575
10	32 810
16	34 670
20	35 310
25	35 980

Pièces polaires planes, 15^{cm} *de diam.* $d = 42^{mm}$

Ampères	Gauss
1	952
3	2 893
7	6 130
8	6 570
10	7 220
20	8 975

Pièces polaires coniques. $2r = 25^{mm}$, $d = 20^{mm}$

Ampères	Gauss	Ampères	Gauss
1	1 975	10	17 330
2	3 965	14	19 560
4	8 040	20	21 120
6	11 920	33	22 880
8	15 180	50	24 100

Mesure du phénomène de Zeeman pour les trois raies bleues du zinc;

Par P. Weiss et A. Cotton (2).

Les raies du zinc que nous avons étudiées sont les trois raies bleues bien connues dont les longueurs d'onde en unités d'Angström ont, d'après Kayser et Runge, les valeurs :

$$\lambda = 4810,71, \qquad \lambda' = 4722,26, \qquad \lambda'' = 4680,33.$$

(1) Cet électro-aimant a été construit par les ateliers Oerlikon.

(2) Séance du 19 avril 1907.

A chacune de ces raies correspond, comme on sait, une série secondaire.

Nous nous sommes proposé de mesurer les écarts entre les composantes de ces raies modifiées par le champ magnétique. Nous avons limité nos mesures aux composantes polarisées parallèlement aux lignes de force, c'est-à-dire formées par des vibrations de Fresnel normales à ces lignes. Mais nous avons déterminé avec soin les valeurs absolues des champs employés. Voici, en effet, le programme que nous nous étions tracé :

1° Nous voulions chercher d'abord si l'écart entre les composantes varie proportionnellement à l'intensité du champ. En effet, Reese [1] avait trouvé que, pour la raie 4810 et la raie 4722, cet écart ne variait pas proportionnellement au champ, tandis que la raie 4680, qui donne un *triplet pur*, obéit à cette loi simple généralement admise. Kent [2], qui avait repris ses mesures, arrivait à la même conclusion : c'est surtout la raie 4810, qui lui semblait, comme à Reese, devenir un triplet diffus, pour laquelle l'écart entre les composantes paraissait croître moins rapidement que ne l'indiquerait la proportionnalité au champ, les écarts qu'il trouvait étant de l'ordre de 30 0/0 dans les champs intenses. Ce résultat singulier, Reese et Kent le retrouvaient aussi pour d'autres raies (appartenant au fer) qui donnaient, elles aussi, des triplets diffus.

Plus tard, différents physiciens ont montré que les composantes de ces triplets diffus étaient elles-mêmes résolubles, que chacune d'elles donne, dans des conditions convenables, trois composantes distinctes. Runge et Paschen, dans leurs beaux travaux [3] sur les relations du phénomène de Zeeman avec les séries de raies, ont vérifié ce mode de division, et ont trouvé, comme on sait, des relations simples entre les positions des diverses composantes.

D'après eux, la loi exprimant la variation de l'écart entre deux de ces composantes avec l'intensité du champ est la même pour ces raies que pour toutes les autres. Mais cette loi elle-même, ils ne se sont pas proposé de la préciser. En effet Runge et Paschen n'ont pas fait eux-mêmes de mesures des champs magnétiques ; ils les ont cal-

---

(1) Reese, *Astrophysical Journal*, t. XII, p. 120-135; 1900.

(2) Kent, *Astrophysical Journal*, t. XIII, p. 289-320; 1901.

(3) Runge et Paschen, *Anhang zu der Abhandlungen d. Ak. d. Wiss.*, Berlin, 1902; *Sitzungsber d. Berl. Ak. d. W.*, XIX, p. 380-386 ; 1902; et XXXII, p. 720-730; 1902. — Cf. *Physikal. Zeitschrift*, t. III, p. 441 ; 1902.

culés en utilisant le phénomène de Zeeman lui-même et en se servant des résultats moyens des mesures passablement discordantes faites par leurs devanciers.

Il y avait donc intérêt à compléter leur travail en vérifiant la proportionnalité au champ. C'est le but que se proposait Färber, qui, dans sa thèse ([1]), a étudié en particulier les raies 4722, 4680 du zinc et les raies correspondantes (4800, 4678) du cadmium. Il a trouvé que la proportionnalité du champ se vérifiait bien pour ces raies, surtout pour celles qui donnent un triplet pur plus facile à mesurer.

Mais il n'a employé que des champs ne dépassant guère 20000 unités, notablement inférieurs à ceux de Reese et Kent, et n'a pas examiné précisément les raies pour lesquelles ces observateurs avaient signalé des écarts très marqués avec la loi en question. Nous nous sommes proposé de combler cette lacune, et d'étudier avec une attention particulière la raie 4810 du zinc (qui est plus facile à photographier que la raie verte du cadmium qui lui correspond).

2° Pour résoudre la question de la proportionnalité aux champs, il aurait suffi de mesurer leurs intensités en valeur relative. Néanmoins, nous avons jugé utile de les déterminer en gauss : les mesures absolues du phénomène de Zeeman sont en effet peu nombreuses et ne concordent guère. Le résultat obtenu par Färber, que Runge et Paschen considèrent comme le plus probable, n'a été jusqu'à présent confirmé ou infirmé par aucune détermination soignée.

Production et mesure des champs employés. — Dans les mesures faites sur le phénomène de Zeeman, les désaccords entre les résultats obtenus tiennent pour une part prépondérante à l'incertitude des mesures de champs. C'est pourquoi, avant de parler de la partie spectroscopique de notre travail, nous indiquerons d'abord comment ont été produits et mesurés les champs employés.

Ces champs étaient obtenus au moyen d'un électro-aimant de grandes dimensions et de construction nouvelle, que l'un de nous a décrit dernièrement ([2]). La *fig.* 1 donne la disposition et les dimensions des pièces polaires. L'étincelle jaillissait entre les deux fils de zinc Z que l'on pouvait faire avancer ou reculer perpendicu-

---

([1]) Färber, *Inaug. Dissert.*, Tübingen, 1902 ; — cf. *Annalen der Physik*, t. IX, p. 886 ; 1902.

([2]) P. Weiss (Voir *Journ. de Phys.*, 1907, p. 353).



lairement au champ au moyen d'un filetage, de façon à mettre leurs extrémités sur l'axe du champ. Ces fils étaient protégés en dehors du champ par des tubes de porcelaine P, et isolés des pièces polaires par des lames de mica M.

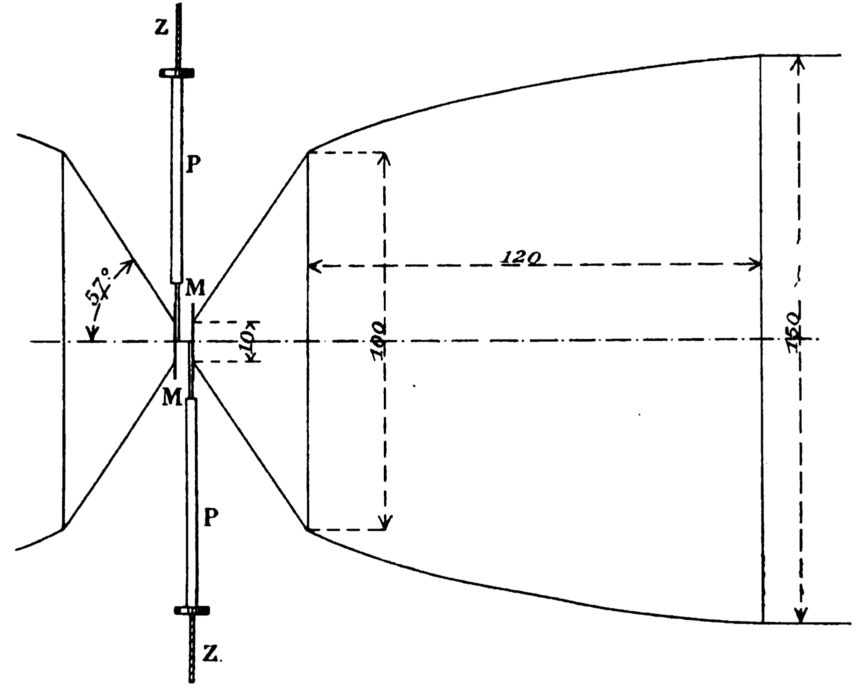


Fig. 1.

Des expériences préalables ayant montré que l'acier extra-doux formant le circuit de l'électro-aimant a des phénomènes résiduels extrêmement faibles lorsque — comme dans le cas présent — le circuit magnétique est ouvert, on pouvait se servir du courant d'excitation pour repérer les champs. En particulier, pour les nombres d'ampères-tours toujours très élevés qui ont été employés dans ces expériences, l'erreur provenant de variations de l'histoire antérieure de l'électro-aimant est tout à fait insensible.

Ces champs ont donc pu être rétablis après les expériences et mesurés à loisir. Cette mesure se décompose en deux parties, la comparaison du champ au point où jaillissait l'étincelle avec un champ uniforme plus étendu, et la mesure de ce dernier.

Mesure du champ de comparaison. — Le champ de comparaison était obtenu dans un électro-aimant plus petit dont les pièces polaires sont représentées dans la *fig.* 2. Ce champ, égal à 19 680 gauss, était du même ordre de grandeur que ceux qu'il fallait mesurer.

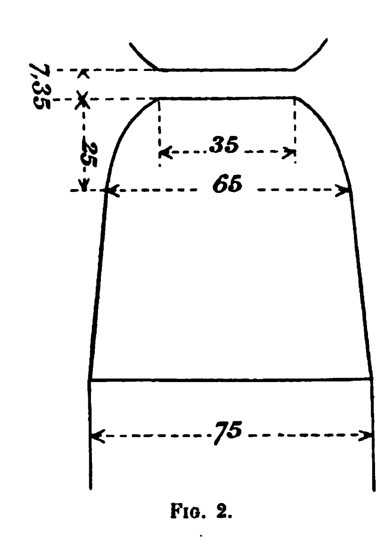


Fig. 2.

Son uniformité était telle que le champ moyen sur un diamètre de 2 centimètres n'est inférieur que de 0,0015 de sa valeur au champ sur l'axe : cela a été établi par des mesures balistiques faites avec une petite bobine induite de 120 tours et de $1^{mm},83$ de diamètre moyen, obtenue en enroulant sur une carcasse d'ivoire aussi mince que possible du fil de cuivre de $0^{mm},04$. Cette bobine permet de faire la topographie exacte du champ par des mesures balistiques répétées.

Le champ moyen sur un diamètre de 2 centimètres a été mesuré à l'aide de notre balance électromagnétique (1). Le modèle qui a servi a été exécuté avec grand soin par M. W.-G. Weber, constructeur à Zürich ; il est représenté sur la *fig.* 3. L'arc ABCD parcouru par le courant servant à la mesure, et dont l'extrémité inférieure AB sera placée dans l'entrefer normalement aux lignes de force, a été taillé dans une lame de magnalium en donnant au tour un mouvement de

(1) Pour le principe de l'appareil et le mode d'emploi, voir : A. Cotton, *l'Eclairage électrique*, XXIV, p. 257 ; 1900 (Résumé dans le *Journal de Physique*, 3e série, IX, p. 383 ; 1900).

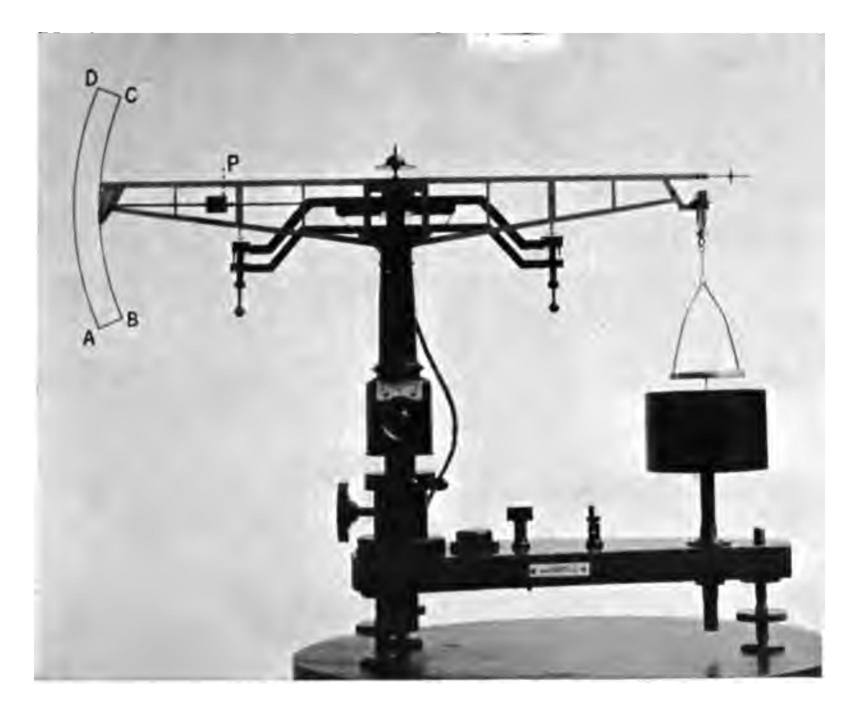


Fig. 3.

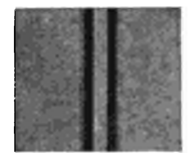


Fig. 5.

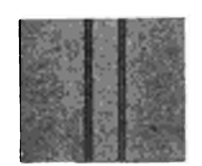


Fig. 6.

va-et-vient s'arrêtant lorsque l'outil atteint les régions AB et CD. Cet arc a été mesuré avec un palmer de précision de Brown et Sharpe avec lequel on a obtenu les résultats indiqués sur la *fig.* 4.

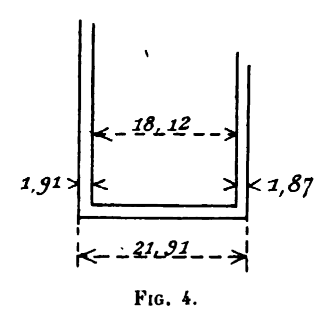


Fig. 4.

On voit que la somme des épaisseurs des deux côtés de l'arc et de sa largeur intérieure est égale à 18,12 + 1,91 + 1,87 = 21^{mm},90. La largeur extérieure, mesurée directement, et trouvée égale à 21^{mm},91, n'en diffère que de 0^{mm},01 : cette dernière mesure paraissant un peu moins sûre, on a pris comme longueur de l'élément de courant soumis à l'action du champ $l = 18{,}12 + \frac{1}{2}(1{,}91 + 1{,}87) = 20^{mm}{,}01$.

Cette valeur concorde à $\frac{1}{2\,000}$ près avec celle qui avait été indiquée au constructeur. La comparaison de la largeur de l'arc en divers points a donné une concordance analogue.

Les deux bras de levier du fléau ont été mesurés au cathétomètre, ils ne sont pas tout à fait égaux : celui du plateau a 250^{mm},2, celui de l'élément de courant 249 millimètres. On a tenu compte de la valeur de leur rapport, égal à 1,0048. Le centrage de l'arc ABCD sur l'arête du couteau a été contrôlé de même par des mesures au cathétomètre.

Le courant *i* a été mesuré avec un ampèremètre Siemens et Halske de précision, à faible coefficient de température, étalonné au potentiomètre au moyen d'un ohm légal et d'un élément Weston. L'ohm légal a été contrôlé par comparaison avec une boîte étalon de Carpentier en ohms internationaux, d'acquisition récente, et trouvé exact. L'élément Weston, fourni avec un certificat de la Reichsanstalt, a été comparé avec un étalon Clark et a été trouvé d'accord avec lui à 0,0001 volt près.

Avant de lancer le courant dans l'arc ABCD, on établissait l'équi-

libre de la balance, l'électro étant excité, pour éliminer l'action, d'ailleurs très faible, exercée par le champ sur la balance seule. On avait eu soin de placer d'avance dans le plateau une masse suffisante pour pouvoir faire des observations en inversant le courant circulant dans la balance ou celui excitant l'électro-aimant. Cet équilibre était obtenu à l'aide du contrepoids mobile P (*fig.* 3) placé sur l'autre bras du fléau et de l'écrou de réglage.

Pour faire alors la mesure proprement dite, on ajoutait ou on retranchait dans le plateau des masses *m* fixes (généralement 20 grammes et 40 grammes), et on faisait varier les courants *i* correspondants (environ 5 et 10 ampères) de façon à retrouver l'équilibre. La valeur de *g* à Zürich est 980,6. On a ajouté à la valeur calculée pour le champ 42 unités, valeur du champ à l'extrémité CD de l'arc ABCD.

Voici un exemple de mesure du champ avec la balance :

Courant de l'électro	Courant de la balance	Masse
+ 10amp,01	+ 10amp,075	+ 40 grammes
— »	— 10 ,070	»
— »	+ 10 ,075	— 40 grammes
+ »	— 10 ,070	»

La valeur trouvée ainsi pour le champ de comparaison est H = 19 700. Ce résultat a été contrôlé par une méthode toute différente (¹). Une bobine de 2 centimètres de diamètre, dont l'aire équivalente était connue à 1 millième près par des mesures directes, a servi à comparer par la méthode balistique le champ à mesurer au champ donné par un solénoïde dont la section était connue à $\frac{1}{2000}$ près et le nombre de tours par centimètre à $\frac{1}{1000}$ près. La valeur ainsi obtenue : H = 19 660, ne diffère de la valeur obtenue avec la balance que de 40 unités, soit 2 millièmes. On a adopté finalement pour le champ de comparaison la valeur :

$$H = 19\,680.$$

Mesure des champs utilisés. — On s'est servi du balistique pour déterminer, en partant du champ de comparaison, les champs du gros électro-aimant. La bobine induite était la même petite bobine de

(¹) Voir P. Weiss, *loc. cit.*

$1^{mm},83$ de diamètre moyen qui a déjà servi à étudier le degré d'uniformité du champ de comparaison. Elle était fixée à l'extrémité d'un levier qui permettait de l'introduire brusquement au centre du champ ou de la retirer. Le galvanomètre était du type Deprez-d'Arsonval à entrefer de révolution, de sorte que les arcs décrits par la bobine sont proportionnels aux quantités d'électricité (¹).

Les déviations étaient lues sur une échelle divisée placée à 4 mètres. Chaque impulsion n'était guère affectée que d'une erreur de lecture de un à deux dixièmes de millimètre; le zéro était suffisamment fixe pour qu'on puisse faire la différence des lectures correspondant aux impulsions de signe contraire et doubler ainsi la précision relative.

L'amortissement était supérieur à la valeur critique : dans ces conditions, l'influence de la température sur les lectures était fortement réduite : d'ailleurs, la moitié de la résistance du circuit était en manganine.

On a trouvé ainsi, pour une distance de $4^{mm},45$ entre les pièces polaires :

4 ampères :		
Première mesure	25 590	
Deuxième mesure	25 560	
Moyenne		25 575
10 ampères	32 810	
15 ampères	34 450	
16 ampères :		
Première mesure	34 670	
Deuxième mesure	34 700	
Moyenne		34 685
17 ampères	34 840	
20 ampères :		
Première mesure	35 310	
Deuxième mesure	35 360	
Moyenne		35 335
25 ampères	35 980	

(¹) Une étude du galvanomètre avait montré que les déviations δ' corrigées de manière à être proportionnelles aux quantités d'électricité étaient reliées aux déviations observées δ par la formule :

$$\delta' = \delta - 0,1 \left(\frac{\delta}{100}\right)^3.$$

Comme les δ ont toujours été inférieurs à 50 millimètres, cette correction a été négligée.

Il résulte de ces nombres que, lorsque au voisinage de 16 ampères le courant d'excitation varie de 10 0/0, le champ ne varie que de 1 0/0. C'est là une circonstance favorable à un repérage exact des champs par les courants d'excitation. Cet avantage du voisinage de la saturation se retrouvait dans l'électro-aimant donnant le champ de comparaison.

La concordance des deux séries, ainsi que celle d'un grand nombre d'observations analogues faites à l'occasion de l'étude des propriétés de l'électro-aimant, montre que l'erreur dans la comparaison des champs n'est pas supérieure à $\frac{1}{400}$. L'erreur sur la mesure en valeur absolue du champ de comparaison ne dépasse pas non plus cette valeur : ces erreurs peuvent s'ajouter, mais même alors elles affectent la valeur du champ de moins de 0,5 0/0.

Photographie des raies. — Le réseau de Rowland employé est un réseau concave (rayon de courbure, $3^{m},144$) de 86 millimètres de largeur et de 14 438 traits au pouce (environ 570 au millimètre). On l'a installé en déterminant d'abord optiquement le centre de courbure C, puis le milieu O de la distance CR du centre au réseau. Une tige OC à coulisse, de longueur égale à la moitié du rayon de courbure, pouvant tourner autour d'un pivot placé en O, a facilité la mise en place de la fente F et de la chambre noire. La distance de la fente au réseau était environ $2^{m},21$.

Ce réseau rachète ses dimensions relativement restreintes par la propriété précieuse de donner, sous une orientation convenable, des spectres du troisième et même du quatrième ordre plus intenses que ceux du premier et du second ordre : d'un côté de la normale, le premier spectre notamment était très pâle et à peine visible. Nous avons surtout utilisé le troisième spectre pour les raies 4810 et 4722 ; mais nous avons en même temps photographié les raies 4722 et 4680 dans le spectre du quatrième ordre.

La fente était une fente de précision à double mouvement symétrique et munie d'un tambour micrométrique ; on l'a disposée verticalement, de même que les traits du réseau, en s'aidant d'un fil à plomb. Une fois l'installation faite, on a cherché à rendre les raies photographiées (sans champ magnétique) aussi fines et aussi nettes que possible en agissant d'abord sur le circuit de décharge, puis sur la largeur de la fente, et en faisant plusieurs clichés successifs.

Une grande bobine de Ruhmkorff munie d'un interrupteur genre

Foucault actionné par un moteur, excitée par un courant d'environ 8 ampères, chargeait le condensateur relié aux deux fils de zinc. La distance explosive n'étant guère que 2 millimètres, nous avons pu employer un groupe de 5 condensateurs de Modzelewski, associés en parallèle, de telle sorte que la capacité atteignait 0,083 microfarad environ. Le circuit de décharge de ce condensateur comprenait une self-induction : nous avons eu l'occasion de vérifier l'importance des remarques de Hemsalech (1) à ce sujet. Parmi les bobines de self-induction que nous avons essayées, celle qui nous a donné les meilleurs résultats était formée par le secondaire, noyé dans l'huile, d'un transformateur de Tesla. Färber s'était déjà servi dans ce but d'un tel instrument ; celui que nous avons employé avait une self-induction de 0,00144 henry et une résistance de 29 ohms. Dans ces conditions, on avait des raies bien nettes et d'un bel aspect, se rétrécissant en même temps que la fente. On a donné presque toujours à cette dernière une largeur voisine de $0^{mm},03$.

La distance $4^{mm},45$ entre les pièces polaires ne permettait pas, comme on l'a vu, de dépasser 36 000 gauss. Pour aller plus loin, il eût fallu réduire l'entrefer. Mais cela aurait conduit à diminuer encore la distance explosive. Or, avec une étincelle très courte, on a de grandes difficultés, surtout, semble-t-il, lorsque le champ est établi, à faire en sorte que les raies métalliques gardent le même éclat pendant un temps suffisant. Les pointes s'échauffent et s'oxydent, elles tendent à se rapprocher et à se souder ; en même temps un spectre continu gagne de plus en plus d'intensité au détriment des raies métalliques qu'une pose même prolongée ne fait pas apparaître sur les clichés. Déjà avec la distance adoptée, ces difficultés se faisaient sentir pour quelques clichés obtenus avec des valeurs élevées du courant magnétisant ; il fallait, après chaque pose, nettoyer les pointes de zinc et les règles à nouveau.

Les photographies ont été faites sur des plaques Lumière, marque Σ, avec des poses de trois minutes environ lorsque le champ magnétique n'intervenait pas, de vingt minutes lorsque, l'électro étant excité, la lumière se répartissait en un certain nombre de composantes. Un analyseur se trouvait en avant de la lentille qui projetait une image de l'étincelle sur la fente, il laissait passer les vibrations (de Fresnel) normales aux lignes de force du champ.

---

(1) Hemsalech, *C. R.*, t. CXXXII, p. 959 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 653; 1899; et t. IX, p. 437 ; 1900.

Nous avons obtenu ainsi 9 clichés : 7 se rapportent à des champs intenses (de 35860 à 34580), et 2 à un champ plus faible (25470). Sur ces 9 clichés, 6 faits dans le troisième spectre comprenaient les raies 4810 et 4722; les 3 autres, faits dans le quatrième spectre, se rapportaient aux raies 4722 et 4680.

Les *fig.* 5 et 6 sont des reproductions agrandies 6 fois environ des clichés faits dans le troisième spectre. Sur la *fig.* 5, on voit que la raie 4810 donne six composantes, trois de chaque côté, et que ces composantes décroissent très rapidement d'intensité à mesure qu'on s'écarte du milieu où se trouvait la raie primitive. Nous appellerons Δ_1 l'écart, évalué en centièmes de millimètre, entre les deux composantes les plus intenses et les plus rapprochées de la raie primitive, Δ_2 l'écart entre les deux composantes suivantes, et Δ_3 l'écart entre les composantes extrêmes, qui sont les plus faibles. — Sur la *fig.* 6, qui se rapporte à la raie 4722, on voit quatre composantes. Nous appellerons Δ'_1 l'écart entre les deux composantes les plus voisines du centre, et Δ'_2 l'écart entre les deux composantes extrêmes. Enfin la raie 4680, qui donnerait sans appareil de polarisation un triplet pur, a donné sur les clichés obtenus dans le quatrième spectre les deux composantes extérieures de ce triplet ; nous appellerons Δ'' leur distance.

Mesures des clichés. — Les mesures de clichés ont été faites par les deux observateurs successivement d'une façon tout à fait indépendante. On s'est servi de la machine à diviser pour mesurer l'écart entre les raies donnant l'échelle de chaque cliché, c'est-à-dire la longueur occupée sur la plaque par une unité d'Angström. Pour mesurer les quantités désignées précédemment par Δ, on a essayé divers appareils; un microscope muni d'une platine à vis micrométrique de Zeiss s'est trouvé d'un emploi très commode : il était muni d'un objectif très faible et d'un réticule formé par un trait de diamant *très fin* tracé sur une glace; on pouvait alors, en déplaçant le cliché avec la vis, le faisceau éclairant restant invariable, amener successivement chacune des composantes à être bissectée par la ligne très fine constituant le réticule, sans que celui-ci masquât une portion sensible de la largeur de l'image. Les mesures étaient facilitées par l'absence de temps perdu et la douceur du mouvement de la vis (1).

(1) Cette vis a été comparée à celle de la machine à diviser et on a fait la petite correction qui en résultait.



Pour chaque raie mesurée, on a eu soin de répéter les observations après avoir fait glisser le cliché suivant la direction de la longueur de la raie ; pour chaque position du cliché, on se bornait généralement à quatre lectures des positions de chaque composante. En effet, bien que le grossissement employé fût faible, le grain des plaques était visible ; il était donc évidemment préférable de changer la région étudiée plutôt que de multiplier le nombre des pointés faits sur une région donnée.

Ce n'est qu'après l'achèvement de ces deux séries de mesures entièrement indépendantes qu'on a comparé leurs résultats et cherché quelles réponses elles apportaient aux questions posées.

Rappelons d'abord les règles trouvées par Runge et Paschen relativement aux distances entre les diverses composantes.

Pour la raie 4810, donnant 6 composantes vibrant perpendiculairement aux lignes de force, on a les relations :

$$\Delta_3 = \frac{4}{3}\Delta_1 = 2\Delta_2.$$

Pour la raie 4722, on a :

$$\Delta'_2 = \frac{4}{3}\Delta'_1.$$

Ces premières relations peuvent être vérifiées sans mesure de champ et sans calculer les intervalles des composantes en fraction de longueur d'onde, en examinant simplement les distances mesurées sur chaque raie.

En second lieu, si on suppose que les trois raies ont été étudiées dans le même champ, et si on représente les positions des diverses composantes dans l'échelle des fréquences, Runge et Paschen trouvent que les écarts entre les composantes relatives aux trois raies ont entre eux les relations simples représentées par la *fig.* 7 (1).

Enfin, Runge et Paschen trouvent que, si le champ varie, la *fig.* 7 a des dimensions qui varient, mais continue à représenter les relations entre les modifications éprouvées par les trois raies.

Si l'on admet de plus que les écarts des composantes varient proportionnellement à l'intensité du champ, on voit que, si l'on calcule

(1) Sur cette figure on a représenté en pointillé les composantes vibrant parallèlement au champ.

les quantités K suivantes :

$$K_3 = \frac{\delta_3(\lambda)}{H\lambda^2}, \qquad K_2 = \frac{4}{3}\,\frac{\delta_2(\lambda)}{H\lambda^2}, \qquad K_1 = 2\,\frac{\delta_1(\lambda)}{H\lambda^2},$$

$$K'_2 = \frac{\delta'_2(\lambda)}{H(\lambda')^2}, \qquad K'_1 = \frac{4}{3}\,\frac{\delta'_1(\lambda)}{H(\lambda')^2}, \qquad K'' = \frac{\delta''(\lambda)}{H(\lambda'')^2},$$

les valeurs trouvées pour toutes ces quantités K doivent être constantes si les relations de Runge et Paschen se vérifient, ainsi que la proportionnalité au champ.

Examinons d'abord la raie 4810, que nous avions plus spécialement en vue.

C'est pour cette raie, étudiée dans le troisième spectre, que l'on a eu à mesurer les intervalles Δ les plus petits. Pour qu'on puisse avoir

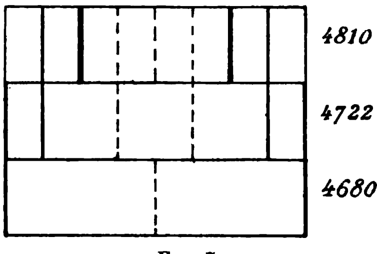


Fig. 7.

une idée de l'ordre de grandeur de ces distances mesurées, et des écarts que présentent les valeurs isolées des coefficients K, nous reproduirons ici les valeurs trouvées par l'un de nous avec les cinq champs intenses employés (compris entre 34 685 et 35 980). Les distances D qui figurent dans le tableau sont les distances entre les raies 4810 et 4722, dont les longueurs d'onde diffèrent de 88,45 unités d'Angström. Ces distances et les intervalles Δ sont évalués en centièmes de millimètre. Les valeurs de K sont données en prenant les unités C. G. S., elles doivent toutes être multipliées par 10^{-4}.

Numéro de la plaque	D	H	Δ_1	Δ_2	Δ_3	K_3	K_2	K_1
5	4 700	34 685	40,16	60,12	79,12	1,855	1,880	1,884
6	4 701	35 100	40,68	60,42	80,16	1,856	1,865	1,884
8	4 701	35 300	40,70	60,74	81,64	1,881	1,866	1,875
7	4 701	35 335	40,96	(1)	(1)	(1)	(1)	1,861
11	4 698	35 980	41,57	62,64	83,64	1,891	1,888	1,880

(1) Sur le cliché 7, les composantes centrales, les plus intenses, sont nettes, mais les composantes extérieures sont invisibles au microscope.

Si l'on prend les valeurs moyennes des coefficients K, on trouve :

$$K_3 = 1{,}871, \qquad K_2 = 1{,}875, \qquad K_1 = 1{,}882.$$

L'autre observateur trouve de même, de son côté :

$$K_3 = 1{,}879, \qquad K_2 = 1{,}874, \qquad K_1 = 1{,}873,$$

valeurs qui coïncident bien avec les précédentes. Les moyennes :

$$K_3 = 1{,}875, \qquad K_2 = 1{,}875, \qquad K_1 = 1{,}877,$$

ne diffèrent que de quelques millièmes. Les règles de Runge et Paschen se vérifient donc très bien et on trouve, pour la valeur de K, 1,876.

La même raie étudiée dans un champ notablement plus faible (25 575) donne pour cette constante la valeur 1,881, qui concorde avec la valeur précédente. L'accord est meilleur qu'on n'aurait pu l'espérer : non seulement la détermination des champs peut entraîner une erreur de $\frac{1}{200}$, mais surtout il est plus difficile de pointer exactement les composantes, qui dans ce champ plus faible commencent à empiéter un peu les unes sur les autres.

L'effet Zeeman pour cette raie varie donc proportionnellement à l'intensité du champ. On peut s'expliquer le résultat contraire qu'avaient trouvé Reese et Kent. Ces physiciens, ne connaissant pas la véritable nature de ces *triplets diffus*, n'avaient pas mesuré séparément les diverses composantes, mais seulement la distance entre les groupes formés par leur superposition. Or ces composantes, comme on l'a vu (*fig.* 5), ont des intensités qui décroissent rapidement à partir de celles qui sont les plus voisines du centre. L'intervalle moyen mesuré devait donc être trop petit, l'erreur allant en s'accentuant à mesure que, l'intensité du champ augmentant, les groupes mesurés devenaient de plus en plus diffus, et devait être plus importante sur les clichés les plus pâles.

Nous avons fait moins de mesures sur les raies 4722 et 4680. La première a été étudiée à la fois dans le troisième et dans le quatrième spectre. Trois bons clichés obtenus dans des champs intenses ont donné les résultats suivants :

$$K'_2 = 1{,}866, \qquad K'_1 = 1{,}880, \qquad \text{moyenne } 1{,}873,$$



La seconde, 4680, a donné, à la suite de la mesure de deux clichés faits dans le quatrième spectre avec des champs de 35 980 et 25 575, la valeur $K'' = 1,867$.

Les valeurs K, K′, K″, ainsi trouvées, concordent donc à moins de 1 0/0 près, et nos résultats sont tout à fait d'accord avec les relations trouvées par Runge entre ces trois raies. La valeur déduite de l'ensemble des mesures[1] (celles sur la raie 4810 étant les plus nombreuses) s'est trouvée la même, à moins d'un millième près pour les deux observateurs :

$$K = \frac{\delta(\lambda)}{H\lambda^2} = 1,875\ 10^{-4}.$$

La concordance entre les deux séries de mesures indépendantes montre bien que les écarts des observations individuelles des clichés s'éliminaient dans les moyennes. Les valeurs extrêmes observées pour K n'ont d'ailleurs guère différé que de un centième de la valeur finale admise. Mais, comme ce sont les mêmes clichés qui ont été successivement étudiés par les deux observateurs, et que les mesures absolues des champs magnétiques peuvent, de leur côté, comporter une erreur de $\frac{1}{200}$, nous indiquerons donc seulement que l'erreur relative sur la valeur trouvée pour K doit être certainement inférieure à 1 0/0.

Comparaison avec le résultat de Färber. — La valeur ainsi trouvée diffère de plus de 3 0/0 de celle 1,813 obtenue par Färber et qui paraît être généralement admise. Il nous paraît impossible qu'une erreur de cette importance se soit reproduite systématiquement dans nos mesures. C'est dans le procédé employé par Färber pour la mesure des champs magnétiques que se trouve, croyons-nous, la raison du désaccord.

Färber emploie un électro-aimant dont les pièces polaires ont un profil concave vers l'extérieur, à l'inverse de celui qui a été représenté sur la *fig.* 1. Ces pièces sont terminées par des faces circulaires de 9 millimètres de diamètre et sont distantes de 7 milli-

(1) Nous n'avons pas tenu compte, dans le calcul de cette moyenne définitive, des mesures faites sur les raies 4810 et 4722 dans le champ plus faible de 25 575, qui comportent moins de précision. Elles n'auraient pas modifié sensiblement le résultat, puisque l'ensemble des mesures faites dans ce champ plus faible sur les trois raies donne $K = 1,870$, ce qui est en bon accord avec la valeur finalement adoptée.

mètres. Les champs obtenus (champs faibles voisins de 10 000 gauss et champs intenses voisins de 20 000) ont été d'abord mesurés en utilisant aussi la balance magnétique, sous la forme simplifiée consistant à mesurer l'action subie par un élément de courant horizontal. A cet effet on suspend verticalement à une balance ordinaire une latte en bois à côtés bien parallèles autour de laquelle est enroulée une bande de cuivre ou d'étain.

Ces mesures du champ servent à étalonner une spirale de bismuth avec laquelle seront mesurés les champs de chaque expérience spectroscopique.

La résistance du bismuth est variable avec la température, et suivant des lois différentes quand le métal est placé, ou non, dans le champ magnétique. Ces lois sont aussi différentes d'un échantillon à l'autre (1). Il faut tenir compte de ces variations. C'est ce qu'a fait Färber par une méthode, exacte en principe, qui consiste à ramener aussi bien la résistance dans le champ magnétique que la résistance en dehors du champ à une même température, 20°. Cette dernière résistance est mesurée une fois pour toutes, il suffit donc de déterminer la variation de la résistance dans le champ magnétique pour les deux champs employés, 10 000 et 20 000 gauss.

Pour 20 000 gauss, Färber donne un tableau de valeurs de la résistance à diverses températures. La représentation graphique de ce tableau montre que les déterminations de Färber sont trop irrégulières pour en déduire avec certitude un coefficient de température, alors que la grandeur des variations, voisines de 1 0/0 de la résistance par degré, en eût exigé une détermination très soignée.

Le champ étant sensiblement proportionnel à l'*excédent* de la résistance dans le champ sur la résistance en dehors du champ, et cet excédent étant à peu près égal à la résistance en dehors du champ, il s'ensuit qu'une erreur de 1 degré sur la température de la spirale a pour conséquence une erreur de 2 0/0 sur le champ. Une erreur de 1°,5 suffit donc pour rendre compte de la différence entre les résultats de Färber et les nôtres. Or il est extrêmement difficile de connaître la température d'un objet de faible capacité calorifique placé entre les pièces polaires toujours plus ou moins

(1) Righi. *Ricerche sperimentali sul fenomena di Hall particolarmente nel bismuto* (Bologna, *Accad. Sc. Mem.*, **5**, p. 103, 126 ; 1883) ; — Henderson, *Wied. Ann.*, **53**, p. 917 ; 1894.



échauffées par le courant magnétisant, et Färber ne dit pas qu'il ait pris des précautions spéciales à cet égard.

Pour les champs voisins de 10 000 gauss, Färber se contente d'affirmer « que la correction de température n'était pas nécessaire ». Ceci aussi semble difficile à admettre.

Donc, non seulement les résultats de Färber ne peuvent être considérés comme faisant objection aux nôtres, mais encore la discussion qui précède montre quelle médiocre confiance mérite la spirale de bismuth pour la mesure des champs magnétiques. On pourrait, il est vrai, perfectionner son emploi en se servant de sa résistance en l'absence du champ pour indiquer sa température et en utilisant cette détermination au moyen de coefficients de température déterminés au préalable pour toutes les valeurs du champ. Mais la méthode perd alors toute la simplicité qui est son principal avantage.

Conclusions. — L'effet Zeeman pour les raies bleues du zinc est conforme aux règles de Runge et Paschen et varie proportionnellement à l'intensité du champ.

La valeur de la constante $K = \frac{\delta(\lambda)}{H\lambda^2}$ qui caractérise la grandeur du changement magnétique pour ces raies, et par conséquent pour toutes les raies de la deuxième série secondaire non seulement du zinc, mais aussi du cadmium, du magnésium, etc..., est $\mathbf{1{,}875 . 10^{-4}}$ avec une erreur relative inférieure à 1 0/0.

La quantité désignée ici par $\delta(\lambda)$ représente, en particulier, l'écart entre les deux composantes latérales de la raie 4680, qui donne dans le champ magnétique un triplet pur. Si l'on applique à ce triplet la théorie élémentaire de Lorentz, on en déduit, pour le rapport de la charge d'un électron à sa masse, les diverses quantités étant évaluées en unités électromagnétiques, et v étant la vitesse de la lumière :

$$\frac{e}{m} = 2\pi v K = \mathbf{3{,}534 \times 10^7},$$

avec la même erreur relative.

Le nombre trouvé ainsi est du même ordre de grandeur, mais ne paraît avoir aucune relation simple avec la valeur déduite de l'étude des rayons cathodiques. Kaufmann (1) et Guye (2), tenant compte de

(1) Kaufmann, *Annalen der Physik*, **19**, p. 549; 1906.
(2) Guye, *Archives de Genève ;* mars et avril 1906.

la vitesse de ces rayons, déduisent en effet des expériences de Kaufmann, Simon, Seitz, dont les résultats concordent à moins de 1 0/0 près, la valeur $1,878 \times 10^7$.

Recherches sur la capillarite ;

Par M. H. Ollivier (1).

Toutes les complications qu'on rencontre dans l'étude des gouttes disparaissent par l'emploi des petites gouttes. De plus, un certain nombre de phénomènes se prêtant à des mesures (formation de la goutte en deux temps sous l'influence d'un corps élastique ; rejaillissement simple et régulier) ne s'observent qu'avec les petites gouttes.

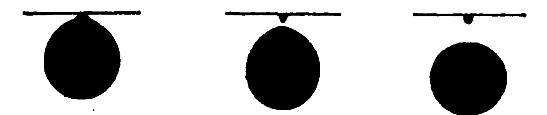


Fig. 1. — Dessins calqués représentant la chute d'une petite goutte.

I. Les gouttes d'eau de moins de 10 millimètres cubes qui s'échappent d'un orifice percé dans une paroi enduite de cire, puis enfumée, sont de volume constant. Quand elles se détachent, elles ne laissent à l'orifice qu'un petit mamelon de volume négligeable. Elles ne présentent pas, comme les grosses, de ligament visible ni de goutte satellite. Il n'y a plus à distinguer la goutte tombée et la goutte totale (*fig.* 1).

Leur forme est très sensiblement sphérique dès qu'elles sont détachées. Leur poids est donné par la loi de Tate corrigée de la pression hydrostatique (formule de Guglielmo) :

$$T = \frac{P}{2\pi r}\left(1 + \frac{r}{R}\right).$$

---

(1) Séance du 17 mai 1907.
Le mémoire détaillé a été publié, en février et mars 1907, dans les *Annales de Chimie et de Physique* (8e série, t. X, p. 229 à 321). Quelques expériences plus récentes sont, en outre, indiquées dans cet article.

T, tension superficielle;
P, poids de la goutte;
R, son rayon moyen;
r, rayon de l'orifice.

Ce poids *diminue* quand la durée de formation descend au-dessous de 1 ou 2 secondes, résultat conforme aux prévisions théoriques. Au contraire, le poids des grosses gouttes varie en fonction de la vitesse d'écoulement d'une façon très compliquée et dont il est très difficile de rendre compte.

II. **Influence de la compressibilité sur la formation des gouttes.** — Lorsque le liquide envoyé à l'orifice d'écoulement peut, au lieu de grossir la goutte, comprimer jusqu'à un certain degré un corps élastique, le mode de formation de la goutte est profondément changé. L'expérience peut se faire avec divers orifices d'écoulement. Les petits orifices percés dans une paroi enduite de cire, puis enfumée, sont de beaucoup les meilleurs (1).

L'appareil employé dans le cas de l'eau comprend : 1° un réservoir recevant de l'eau parfaitement filtrée et de niveau constant; 2° un filtre; 3° un robinet à pointeau, membrane et vis différentielle permettant un réglage très délicat; 4° une petite chambre A en nickel épais, portant le petit orifice d'écoulement. Toutes les pièces sont rigides et la plus petite bulle d'air a été soigneusement expulsée.

Dans ces conditions, quand une petite goutte se détache, le pédoncule qui la rattache à l'orifice s'amincit et se coupe (2). La goutte tombe, mais elle laisse à l'orifice d'écoulement un ménisque très bombé (de poids d'ailleurs négligeable), qui grossit rapidement et qui devient la goutte suivante. Autrement dit, dès qu'une goutte tombe, la goutte suivante perle.

Au contraire, si la chambre A renferme une bulle d'air, ou si elle communique avec le robinet par un tube de caoutchouc, on constate qu'après la chute d'une goutte la suivante ne se montre pas tout de suite. Il faut attendre un temps θ_1. Brusquement, la goutte perle; en un temps inappréciable à l'œil, elle a presque atteint sa grosseur définitive; elle grossit ensuite lentement pendant une seconde période θ_2, puis elle tombe.

(1) Il faut absolument éviter que la cire pénètre dans le trou.
(2) Voir *fig.* 1.

Ordre de grandeur du phénomène :

Avec des gouttes de 5 milligrammes environ (et un débit de 900 milligrammes à l'heure), une *bulle d'air de* $0^{cm^3},2$ produit une période d'attente $\theta_1 = 11^s,5$; la période de grossissement lent est $\theta_2 = 8^s,5$.

Plus le volume de la bulle d'air est grand, plus la période d'attente θ_1 est longue et plus la goutte perle brusquement au bout de cette période d'attente.

Et même, si le volume de la bulle d'air dépasse une certaine valeur, le liquide sort avec tant de violence au bout du temps θ_1 qu'il s'échappe en un jet de faible durée.

Explication du phénomène. — La formation d'une goutte à un orifice non mouillé de rayon r débute par la formation d'un très petit mamelon, qui, d'abord plat, devient progressivement hémisphérique et de rayon r. Son volume est négligeable ; mais, pendant sa formation, la pression capillaire augmente et atteint son maximum

$$\Phi = \frac{2T}{r}$$

avant que l'on puisse apercevoir la goutte.

Le robinet envoie de l'eau dans la chambre A (qui porte l'orifice) ; les corps élastiques qui y sont contenus se compriment jusqu'à ce que la pression devienne Φ ; c'est la période θ_1. Dès que la pression dépasse Φ, le renflement grossit, son rayon de courbure augmente, la pression capillaire diminue très vite ; les corps élastiques qui étaient comprimés dans A se détendent rapidement et la goutte perle en un temps très court ; c'est la rupture d'un équilibre instable. La période θ_1 doit donc être proportionnelle au volume du corps élastique enfermé dans A. C'est bien ce que l'expérience montre.

Si la bulle d'air est enfermée dans un tube de verre communiquant avec A, on voit très bien dans ce tube l'augmentation progressive de la pression jusqu'au maximum Φ et la détente brusque de l'air qui fait jaillir le liquide de l'orifice.

La goutte, ayant grossi pendant le temps θ_2 jusqu'à avoir son rayon maximum R, se détache à la façon ordinaire. Mais le ménisque très bombé qu'elle laisse derrière elle à l'orifice d'écoulement s'aplatit aussitôt [1] jusqu'à avoir R pour rayon de courbure ; la

[1] En un temps beaucoup trop court pour pouvoir être apprécié.

pression dans la chambre A est, au moment du détachement,

$$\varepsilon = \frac{2T}{R}.$$

valeur petite.

Le robinet envoyant sans cesse (mais toujours très lentement) de l'eau, les phénomènes décrits ci-dessus se reproduisent dans le même ordre.

Applications. — Au lieu d'employer, comme corps élastique, quelques dixièmes de centimètre cube d'air, on peut employer quelques litres (2 à 4) d'un liquide enfermé dans un récipient épais en communication avec A. On mesure la période d'attente θ_1 ; sans toucher au robinet, on détermine le volume d'air v qui donne la même valeur de θ_1 que le volume V du liquide employé. Ces volumes V et v subissent donc la même diminution de volume Δv pour la variation de pression employée. On a donc le rapport des compressibilités apparentes de l'air et du liquide. On en déduit bien simplement la compressibilité du liquide. *On n'a pas à mesurer la diminution du volume* Δv, comme dans les méthodes employées jusqu'ici pour l'étude de la compressibilité. *On mesure le volume beaucoup plus grand* v.

En plaçant successivement dans le même récipient plusieurs liquides, on a les différences de leurs compressibilités [1].

En plaçant un liquide de compressibilité connue dans une enveloppe solide, on trouve ainsi le coefficient d'élasticité de cette enveloppe.

Cette méthode ne met en jeu que des variations de pression de quelques centimètres d'eau. Elle convient particulièrement à la mesure des coefficients d'élasticité des enveloppes minces et fragiles, et de celles qui présentent des déformations permanentes. Elle donne la valeur vraie du coefficient d'élasticité, c'est-à-dire la dérivée du volume par rapport à la pression. Sa sensibilité est réglable à volonté. On augmente la précision en prenant des orifices étroits et en serrant le robinet de façon à avoir pour θ_1 des valeurs de l'ordre de la minute.

Je pense que cette méthode donnerait de bons résultats pour

[1] Les coefficients de compressibilité des solides peuvent être mesurés par le même procédé.



l'étude du point critique de certains corps, la compressibilité isotherme étant infinie au point critique.

CAS DE L'AIR. — L'air est enfermé dans un tube horizontal communiquant avec la chambre A. Le volume de la bulle est v. La pression de l'air de la bulle est :

$$H = B + \varphi - f.$$

B, pression atmosphérique augmentée de la pression fixe résultant de la différence de niveau entre l'orifice d'écoulement et le tube à air ;

φ, pression capillaire développée à l'orifice d'écoulement ;

f, tension maxima de la vapeur d'eau (l'air de la bulle est saturé).

Soit v_0 le volume de la bulle mesuré au moment où la pression barométrique est H_0. On a, puisque la température est constante,

$$v(B + \varphi - f) = v_0(H_0 - f).$$

Pendant le temps dt, la pression capillaire augmente de $d\varphi$. Le volume v diminue. La valeur de cette diminution est :

$$-dv = \frac{v_0(H_0 - f)\,d\varphi}{(B + \varphi - f)^2}.$$

D'autre part :

Soit h la différence de niveau entre l'eau du réservoir et l'orifice d'écoulement. Pendant le temps dt, le robinet envoie dans la chambre A un volume d'eau égal à $\rho(h - \varphi)\,dt$ (où ρ est une constante qui caractérise le degré d'ouverture du robinet). Ce volume est égal à dv.

$$\rho(h - \varphi)\,dt = \frac{v_0(H_0 - f)\,d\varphi}{(B + \varphi - f)^2}.$$

Dans toutes mes expériences, h restait très grand devant φ. L'erreur commise en remplaçant (dans cette dernière formule) φ par sa valeur moyenne était insignifiante.

Il est facile de trouver cette valeur moyenne et d'intégrer l'équation.

A l'origine du temps (moment du détachement d'une goutte), le ménisque a pour courbure R, rayon maximum d'une goutte. La

pression φ a pour valeur :

$$\varepsilon = \frac{2T}{R}.$$

Au temps θ_1, la pression φ atteint son maximum $\Phi = \frac{2T}{r}$, et la goutte perle.

La valeur moyenne de φ est $\frac{\Phi + \varepsilon}{2}$. D'où la formule :

$$\text{(I)} \qquad \rho\left(h - \frac{\Phi + \varepsilon}{2}\right)\theta_1 = \frac{v_0(H_0 - f)(\Phi - \varepsilon)}{\left(B + \frac{\Phi + \varepsilon}{2} - f\right)^2},$$

Expériences sur les corps peu compressibles. — Je me suis servi pour ces expériences d'un gros piézomètre cylindrique en acier (capacité, 3860 centimètres cubes ; épaisseur des parois, 15 millimètres) entièrement immergé dans une cuve d'eau. L'orifice du couvercle, tourné vers le haut, se raccordait avec l'une des branches d'un gros robinet à trois voies (*sans fuites*). La deuxième branche de ce robinet communiquait avec un tube horizontal à air, et la troisième avec la chambre A portant l'orifice d'écoulement.

Je suis arrivé à remplir le piézomètre d'eau ne renfermant plus que d'insignifiantes traces de gaz.

J'ai d'abord cherché le volume d'air équivalant au piézomètre plein d'eau. J'ai placé dans le tube à air 210 millimètres cubes d'air mesurés sous la pression $H_0 = 1018$ centimètres d'eau à la température de 18°,05. Je tournais le robinet à trois voies de façon à mettre la chambre A alternativement en communication avec le piézomètre et avec le tube à air :

Valeurs de θ_1	pour le piézomètre..............	11s,6
	pour le tube à air...............	11s,3

J'ai ensuite introduit dans le piézomètre, au moyen d'un entonnoir capillaire, 2 litres de mercure, en opérant sous l'eau de façon à ne laisser entrer aucune bulle d'air ; 2 litres d'eau ayant été ainsi remplacés par 2 litres de mercure, j'ai mesuré θ_1 (le robinet à pointeau ayant été un peu plus serré) :

Valeurs de θ_1	pour le piézomètre..............	9s,2
	pour le tube à air...............	15s,0

Il est facile de déduire de ces chiffres la différence des coefficients de compressibilité de l'eau et du mercure et le coefficient d'élasticité du vase d'acier.

Soient :

E, la capacité du piézomètre ;

M, le volume du mercure ;

(E — M), le volume de l'eau ;

ξ, le coefficient d'élasticité du piézomètre ;

μ, le coefficient de compressibilité du mercure ;

η, le coefficient de compressibilité de l'eau.

Pendant le temps dt, la pression capillaire augmente de $d\varphi$.

L'augmentation de capacité du piézomètre est $E\xi d\varphi$;

La diminution de volume du mercure est $M\mu d\varphi$;

La diminution de volume de l'eau est $(E - M)\eta d\varphi$.

La somme de ces trois quantités est :

$$dv = [E(\xi + \eta) - M(\eta - \mu)]\, d\varphi.$$

D'autre part :

Pendant le temps dt, le robinet envoie dans la chambre A un volume d'eau égal à $\rho\,(h - \varphi)\, dt$. Ce volume est égal à dv :

$$\rho(h - \varphi)\, dt = [E(\xi + \eta) - M(\eta - \mu)]\, d\varphi.$$

Comme dans le cas de l'air, on peut, sans erreur appréciable, remplacer φ par sa valeur moyenne $\frac{\Phi + \varepsilon}{2}$. On a donc :

$$\text{(II)} \qquad \rho\left(h - \frac{\Phi + \varepsilon}{2}\right)\theta_1 = [E(\xi + \eta) - M(\eta - \mu)](\Phi - \varepsilon).$$

	Pressions en centimètres d'eau.	Pressions en C. G. S.
h	424,8	$424{,}8 \times g$
Φ	18,5	$18{,}5 \times g$
ε	1,6	etc.
B	1 020	
H_0	1 018	
f	21	
v_0		$0^{cm^3},210$

Première mesure. — Piézomètre plein d'eau :

θ_1	$11^s,6$
E	$3\,860^{cm^3}$
M	0

La formule (II) donne :

$$(1) \qquad 3860(\xi + \eta) = \rho \frac{424,8 - 10,05}{16,9} \times 11,6.$$

Deuxième mesure. — Tube à air : $\theta_1 = 11^s,3$; ρ n'a pas changé. La formule (I) donne :

$$(2) \qquad \frac{(0,21)(1\,018 - 21)(16,9)}{(1\,020 + 10,05 - 21)^2} = \rho(424,8 - 10,05)g \times 11,3,$$

d'où

$$\xi + \eta = 5,57 \times 10^{-11} \text{ C. G. S.}$$

Troisième mesure. — Piézomètre (eau et mercure) :

θ_1	$9^s,2$
E........................	$3\,860^{cm3}$
M	2000^{cm3}

La formule (II) donne :

$$(3) \qquad 3860(\xi + \eta) - 2\,000(\eta - \mu) = \rho' \frac{424,8 - 10,05}{16,9} \times 9,2.$$

Quatrième mesure. — Tube à air : $\theta_1 = 15^s$; ρ' est le même que dans la troisième mesure. La formule (I) donne :

$$(4) \qquad \frac{(0,21)(1\,018 - 21)(16,9)}{(1\,020 + 10,05 - 21)^2} = \rho'(424,8 - 10,05)g \times 15.$$

En divisant membre à membre les équations (3) et (4), on élimine ρ'. On connaît $\xi + \eta$. On a la valeur de $\eta - \mu$:

$$\eta - \mu = 4,33 \times 10^{-11} \text{ C. G. S.}$$

Or $\mu = 0,39 \times 10^{-11}$ C. G. S. (d'après M. Amagat, *Annales de Chim. et de Phys.*, t. XXII, 1891).

Il en résulte les valeurs suivantes :

Coefficient de compressibilité C. G. S. de l'eau
à 18°,05 .... $\eta = 4,72 \times 10^{-11}$
Coefficient d'élasticité du piézomètre.......... $\xi = 0,85 \times 10^{-11}$

Comparaisons avec les résultats antérieurs. — Un grand nombre de physiciens ont mesuré le coefficient de compressibilité de l'eau (on trouvera une liste détaillée des indications bibliogra-

phiques dans les Tables de Landolt). Les résultats sont assez discordants.

En C. G. S.

$10^{11}\eta = 4{,}54$ à $17°{,}18$ (Schumann).
4,62 à 18° (Röntgen).
4,56 à 18° (Grassi, méthode de Regnault).
4,51 à 15° (Jamin, Amaury et Descamps).
4,59 à 18° (Pagliani et Vincentini, pour une compression de 5 atmosphères).
4,23 à 17°,6 (Amagat, *Comptes Rendus*, t. CIII, 1886, p. 432, pour une compression de 242 atmosphères).
4,86 à 8°,1 valeur déduite de la vitesse du son dans l'eau (1435^m par seconde, d'après Colladon et Sturm).

Le coefficient de compressibilité décroît avec la pression (Colladon et Sturm). Il tombe à la moitié de sa valeur pour une pression de 3 000 atmosphères (Amagat, *loc. cit.*, et aussi *Comptes Rendus*, 1893, p. 43).

Le nombre $4{,}72 \times 10^{-11}$ C. G. S. donné par la méthode capillaire est plus grand que les nombres antérieurement trouvés pour des compressions plus fortes et se rapproche du nombre déduit de la vitesse du son.

Emploi des gouttes de mercure. — Sous l'influence d'un corps élastique, les gouttes de mercure donnent, comme les gouttes d'eau, deux périodes θ_1 et θ_2.

Pour un même orifice et un même débit, la valeur de θ_1 est environ six fois plus grande pour le mercure que pour l'eau. La sensibilité est si grande que l'expérience est difficile à faire. De plus, si l'on se sert pour faire écouler les gouttes d'un tube de verre étiré, on constate qu'après la chute d'une goutte le ménisque remonte dans le tube d'une quantité proportionnelle au volume v du corps élastique influençant. Le ménisque revient à l'orifice pendant le temps θ_1 ; la goutte perle alors tout d'un coup, grossit lentement (période θ_2), puis tombe. La mesure de l'ascension du ménisque pourrait, dans les applications, remplacer celle de θ_1.

III. **Contact de l'eau avec les surfaces enfumées.** — Avant d'étudier d'autres phénomènes présentés par les petites gouttes, il est nécessaire d'indiquer les principales propriétés des surfaces enfumées, dont il sera constamment question dans la suite.

On peut distinguer, au point de vue des propriétés capillaires de l'eau, trois espèces de surfaces solides ;

1° Les surfaces mouillées (cas du verre très propre);

2° Les surfaces touchées, mais non mouillées (cas de la cire, du suif, etc.);

3° Les surfaces non touchées.

C'est le cas des surfaces suivantes :

1° Métal poli enduit d'un peu de cire et recouvert soit de noir de fumée, soit d'anhydride arsénieux;

2° Surface polie enduite de cire, de paraffine, de suif, etc., et recouverte de poudre de lycopode;

3° Feuilles de diverses plantes.

L'eau ne mouille pas du tout une telle surface et ne touche que les sommets des très petites aspérités dont elle est hérissée. On aperçoit entre la goutte et le plan une couche d'air interposée qui produit la réflexion totale de la lumière. L'angle de raccordement est nul, comme dans le cas de la caléfaction. La goutte *roule* sans aucun frottement pour la plus petite inclinaison du plan.

De toutes ces surfaces, les meilleures sont les surfaces métalliques polies, enduites de cire et enfumées. On chauffe la plaque, on la frotte avec un tampon de coton imbibé d'une solution filtrée de cire dans la benzine, on laisse refroidir. On enfume ensuite la plaque en plusieurs fois en la passant vivement dans la flamme d'une lampe à pétrole à mèche large et plate. Il ne faut enfumer ni dans la partie supérieure de la flamme (le noir ne tiendrait pas), ni dans la partie inférieure. Il faut éviter l'échauffement de la plaque; on ne doit pas voir fondre la cire. Au bout de quelques jours, on plonge la plaque dans une cuvette d'eau.

Pour s'assurer que l'angle de raccordement est nul, on peut observer le dégagement de l'air au contact d'une surface enfumée plongée dans l'eau. L'air s'étale indéfiniment sur la surface et ne donne un angle de raccordement sensible qu'aux points où se trouvent de gros fumerons.

On immerge dans l'eau, dans une position un peu inclinée, une large plaque enfumée percée d'un petit trou. Un tube, soudé à la plaque du côté opposé au noir, permet d'envoyer un courant d'air par ce petit trou. Le jet d'air, au lieu de se dégager normalement à la surface, s'étale en une nappe brillante [1] extrêmement large, aplatie sur le noir de fumée.

Si, en certains points, le noir a été touché, imprégné de cire ou

(1) Brillante à cause de la réflexion totale.

lavé à l'alcool, la brillante nappe d'air contourne les zones altérées sans jamais en franchir la limite.

Si la surface est bien horizontale (le noir dirigé vers le haut), l'air forme de grosses bulles dont l'angle de raccordement est nul et qui courent sur la surface avec une extrême mobilité pour la moindre inclinaison du plan.

Si l'on verse une goutte d'alcool sur le trou, le noir de fumée perd immédiatement ses propriétés : l'air se dégage directement de l'orifice en un jet normal à la paroi.

Ces phénomènes sont comparables aux phénomènes bien connus présentés par l'eau en contact avec une surface qu'elle mouille parfaitement.

Les surfaces enfumées pourraient être nommées *surfaces parfaitement mouillées par l'air.*

Adhérence normale. — On forme une goutte d'eau au bout d'un tube vertical Ω, et l'on arrête l'arrivée de l'eau un peu avant que la goutte ne se détache. La plus petite force verticale que l'on ajoute alors au poids de la goutte provoque le détachement.

Une petite surface S horizontale placée sous la goutte peut monter ou descendre à volonté; on peut l'amener tangente au point le plus bas de la goutte, la remonter encore un peu et la faire redescendre ensuite très délicatement.

Si cette petite surface S est du verre propre ou du verre enduit de cire, de paraffine, etc. (surfaces des deux premiers groupes), la goutte se détache du tube Ω et se dépose sur la surface; on peut dire qu'il y a adhérence de l'eau suivant la normale.

Si la surface S est enfumée, on peut la faire redescendre sans détacher la goutte du tube Ω. L'adhérence de l'eau sur les surfaces enfumées est nulle dans le sens de la normale.

Adhérence tangentielle. — Si l'on considère une surface solide plongée dans un liquide en mouvement qui la mouille, la couche liquide placée au voisinage immédiat de la paroi adhère au solide et a une vitesse nulle. C'est sur cette couche liquide immobile que les autres couches liquides viennent frotter. Il n'y a pas de glissement à la paroi (Whetham).

Il en est de même dans le cas de l'eau sur le verre argenté et dans le cas du mercure sur le verre.

Il n'y a pas non plus de glissement à la paroi sur les surfaces enfumées.

J'ai fait à ce sujet un grand nombre d'expériences avec deux disques horizontaux de 12 centimètres de diamètre, dont l'un est fixe et dont l'autre, suspendu à un fil de torsion, oscille autour de ce fil au-dessus du premier disque. Les disques sont plongés dans l'eau. On peut faire varier leur distance *d* de $0^{mm},5$ à 60 millimètres. J'ai mesuré en fonction de *d* les valeurs du décrément logarithmique qui exprime l'amortissement des oscillations. Ces valeurs sont les mêmes, que les disques soient nus, enduits de cire ou enfumés. Le glissement à la paroi est donc le même dans les trois cas. Comme il est nul pour les surfaces que l'eau peut mouiller, il résulte de mes expériences qu'il est nul pour les surfaces enfumées. Un glissement à la paroi conduisant à remplacer la surface par une surface parallèle distante de la première de deux fois l'épaisseur de l'enduit aurait été mis en évidence.

IV. **Étude directe et chronophotographique du rejaillissement régulier des petites gouttes.** — DESCRIPTION DU PHÉNOMÈNE. — Une petite goutte d'eau G tombe d'une hauteur de quelques centimètres sur une plaque métallique inébranlable, un peu inclinée et enfumée avec les précautions ci-dessus indiquées. La goutte s'aplatit par le choc, puis prend très vivement une forme plus ramassée et rebondit en se divisant en deux gouttes qui sont projetées en l'air :

1° Une gouttelette G′, dont le diamètre peut dépasser le $\frac{1}{3}$ de celui de G, est projetée avec une très grande vitesse normalement à la plaque et décrit une parabole en vibrant énergiquement ; elle s'élève, en général, beaucoup plus haut que l'orifice d'écoulement (et même, dans certains cas, beaucoup plus haut que le niveau du liquide dans le réservoir). C'est pour cela qu'il faut incliner un peu la plaque, sinon cette goutte G′ serait projetée juste sur l'orifice d'écoulement. Cette gouttelette G′ retombe sur le plan enfumé et rejaillit à son tour ;

2° La partie principale Γ de la goutte s'élève à 1 centimètre ou 2 centimètres en vibrant très énergiquement, ce qui produit de beaux jeux de lumière. Elle est projetée dans la direction donnée par la loi de la réflexion. Elle décrit une parabole, retombe un peu plus loin sur la surface, où elle rebondit de nouveau.

Le phénomène est admirablement régulier si les gouttes sont petites, si elles tombent régulièrement, si la plaque a été enfumée comme on l'a vu au paragraphe III, et si elle est bien *immobile*. Dès

que deux ou trois gouttes ont rejailli, on peut en faire tomber un très grand nombre au même point; la gouttelette G′ projetée en l'air chaque fois décrit exactement la même trajectoire : une petite pointe de verre horizontale, placée au point le plus haut de la trajectoire, recueille toutes les gouttes G′. Si l'on met un écran entre l'orifice d'écoulement et la plaque sans toucher à l'appareil et si l'on enlève cet écran le lendemain pour observer le rejaillissement, les gouttes G′ viennent encore s'embrocher sur la pointe de verre.

Il faut éviter, en faisant ces expériences, de souffler sur les gouttes en respirant; il est bon de mettre l'appareil dans une petite cage de verre pour éviter tout courant d'air.

Ces phénomènes ne se produisent que sur les surfaces *non touchées* par l'eau (Voir § III), c'est-à-dire sur les surfaces enfumées ou enduites d'anhydride arsénieux ou de lycopode.

On n'observe aucun phénomène de ce genre sur les surfaces graissées, cirées, vaselinées, etc.

Si l'on a, par exemple, une surface enduite de cire et qui a été enfumée sans fondre la cire, elle donne un très beau rejaillissement. Si l'on chauffe un peu la plaque, la cire fond, englobe le noir de fumée et forme une sorte de vernis que l'eau ne mouille pas plus que la cire; mais la surface est devenue lisse au lieu d'être hérissée; le rejaillissement est totalement supprimé.

De même, les petites gouttes de mercure rejaillissent très bien sur les mêmes surfaces enfumées et ne rejaillissent pas sur le verre propre, que pourtant elles ne mouillent pas.

Première série d'expériences. — Le rejaillissement ne dépend pas de la nature de la surface frappée, pourvu qu'elle ne soit pas touchée par l'eau. Le noir de fumée, l'anhydride arsénieux et le lycopode donnent lieu au même rejaillissement.

Deuxième série d'expériences. — *Variations du rejaillissement quand la hauteur de chute z varie seule.* — On fait descendre progressivement la surface enfumée. z augmente de quantités connues.

Pour de faibles hauteurs de chute (1 centimètre), la goutte qui tombe rebondit sur la surface en vibrant, mais elle ne se divise pas en deux gouttes Γ et G′. Lorsque la hauteur de chute augmente, la hauteur à laquelle s'élève la goutte en rebondissant s'accroît régulièrement.

z croissant toujours, on finit par apercevoir des gouttelettes extrêmement petites et projetées extrêmement haut (à une hauteur de 30

ou 40 fois la hauteur de chute). Sans la résistance de l'air, la hauteur atteinte serait encore bien plus grande. Il y en a quatre ou cinq formant une petite gerbe. Elles sont tellement petites qu'il est impossible de les voir sans un éclairage latéral puissant, l'œil regardant sur un fond noir, et leur trajectoire change tellement sous l'influence des plus petits courants d'air que les mesures sont impossibles. On ne les voit d'ailleurs qu'avec des gouttes d'au moins 8 milligrammes. Les gouttes de 4 milligrammes ou de 5 milligrammes ne donnent pas de gerbe visible.

Il se produit alors un phénomène singulier. Jusque-là on entendait au moment du choc, en faisant bien attention, un bruit très faible et très sourd. Il en est ainsi jusqu'à une valeur critique de z. Si z dépasse cette valeur critique d'une quantité faible $\left(\frac{1}{50}\text{ de millimètre}\right)$, on entend un bruit bien plus fort, bien plus aigu, qui ressemble à un pétillement de faible durée. Si l'on augmente tout doucement la hauteur de chute z, on constate que ce bruit aigu présente une série de *crescendo* et *decrescendo* très accusés; les decrescendo vont jusqu'à l'extinction. Après un dernier crescendo, le bruit ne s'entend plus du tout pour aucune autre valeur de z.

Le phénomène est exactement le même si l'on remplace la plaque enfumée par diverses plaques enfumées de dimensions très variables, ou par une pièce creuse. Il ne dépend aucunement de l'objet frappé, pourvu que la surface de cet objet soit enfumée. On n'a rien sur une surface graissée.

L'influence de la vitesse d'écoulement sur ce phénomène est considérable. Quand les gouttes se succèdent un peu vite $\left(\frac{1}{2}\text{ seconde}\right)$, on n'entend plus le bruit.

z ayant augmenté au delà de la zone où l'on entend le bruit, on ne tarde pas à observer un rejaillissement régulier simple, avec subdivision de la goutte, et projection d'une goutte G'; c'est le phénomène décrit en tête de ce chapitre.

La goutte G' est d'abord très petite et va très haut (30 centimètres). La hauteur z' qu'elle atteint varie rapidement avec z en présentant des séries de maxima et de minima.

Il apparaît quelquefois une gouttelette ε abandonnée très peu de temps après le choc; elle tombe et rebondit ; ou bien elle décrit une trajectoire rectiligne sur la surface enfumée.

z croissant toujours, la gouttelette projetée G′ devient très belle. La gerbe signalée ci-dessus par des valeurs inférieures de z ne se voit plus du tout. L'admirable régularité du phénomène permet de faire l'étude des variations de z' en fonction de z.

Quand z dépasse 10 centimètres, il y a plusieurs gouttes projetées; et, si z continue à croître, on n'observe plus qu'un éparpillement de la goutte sur la surface et des éclaboussures irrégulières.

Variations de z' en fonction de z. — Ces variations sont représentées par des courbes très compliquées. La détermination d'un

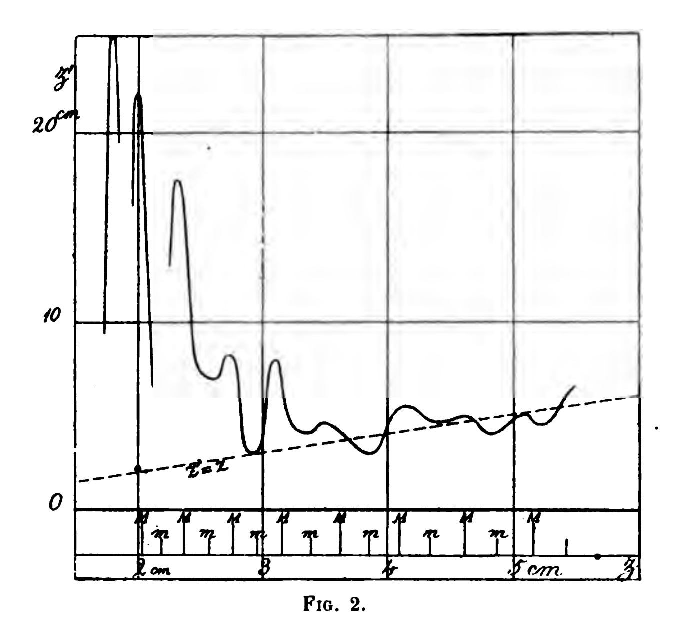


Fig. 2.

très grand nombre de points est indispensable; l'expérience est donc fort longue (dix heures).

J'ai tracé un assez grand nombre de ces courbes. Elles ont toutes la même allure. Je me contente d'en donner une (*fig.* 2).

Données de l'expérience :

Poids des gouttes, $7^{mg},60$;

Durée de la formation, $1^{s},45$;

Pente de la surface frappée, 9 0/0;

Abscisses, valeurs de z;

Ordonnées, valeurs de z'.

Les points marqués M et *m* sont les positions des maxima et des minima calculées d'après les formules de la vibration des gouttes.

Rattachement de ces faits a la vibration des gouttes. — Ces maxima et ces minima correspondent aux espaces parcourus par la goutte pendant les périodes successives de sa vibration

Une goutte se détache étant allongée ; la tension superficielle tend à rendre la goutte sphérique. Elle s'aplatit donc ; mais, quand la forme sphérique est atteinte, l'aplatissement continue jusqu'à un certain degré. Les pressions capillaires intervenant en sens contraire tendent à allonger la goutte, etc. La vibration s'effectue ainsi pendant la chute avec un faible amortissement.

Cette vibration, qui donne alternativement à la goutte la forme d'un ellipsoïde allongé, d'une sphère, d'un ellipsoïde aplati, d'une sphère, d'un ellipsoïde allongé, etc., est appelée *vibration ellipsoïdale ou symétrique*.

Elle n'est pas seule. La goutte ne conserve pas une forme symétrique. Aussitôt détachée, elle a la forme d'un œuf avec le gros bout en bas ; il en résulte un deuxième mouvement vibratoire ; pendant la chute, l'ovoïde présente alternativement son gros bout vers le haut et vers le bas, avec des formes intermédiaires sphériques. Cette *vibration ovoïdale ou dissymétrique* a une amplitude au moins aussi grande que la première dans la plupart des cas. Elle s'amortit plus vite.

Lord Rayleigh a calculé les diverses vibrations des gouttes au moyen des fonctions de Legendre.

Pour une goutte de $7^{mg},6$, le nombre des vibrations par seconde est, d'après les formules de lord Rayleigh :

Pour la vibration ellipsoïdale	93
— ovoïdale	180

D'après cela, j'ai calculé les valeurs de z pour lesquelles la vitesse vibratoire du pôle supérieur de la goutte passe par un maximum ou un minimum. Il y a concordance avec les maxima et les minima de rejaillissement, comme on le voit sur la courbe (*fig.* 2).

Pour lever les derniers doutes, j'ai fait l'expérience suivante :

Les gouttes tombent d'une hauteur z_0 (1 centimètre environ) sur un premier plan enfumé, incliné.

Elles rebondissent très bien et décrivent une parabole en vibrant fortement. On les reçoit sur une deuxième surface enfumée située à un niveau inférieur.

Si z_0 est un peu grand, la goutte vibre très fortement ; elle ne donne plus, sur le deuxième plan enfumé, de rejaillissement avec subdivision. Elle rebondit sans se couper. Ce fait sera expliqué un peu plus loin.

Si z_0 est suffisamment petit, la goutte vibre après le premier choc en présentant uniquement une vibration ellipsoïdale de très grande amplitude (je m'en suis assuré par la chronophotographie).

En éclairant latéralement par une forte lampe, une goutte immobile donne deux points brillants (un donné par la réflexion et un par la réfraction) ; une goutte qui tombe donne deux traits de feu, trajectoire de ces points brillants. Ces lignes lumineuses se rapprochent et s'écartent périodiquement, présentant ainsi des *renflements* et des *gorges*. Les renflements correspondent aux ellipsoïdes aplatis et les gorges aux ellipsoïdes allongés.

La deuxième surface enfumée reçoit le choc de ces gouttes. On observe un fort rejaillissement avec subdivision, si elle est placée un peu au-dessous d'un des *renflements*. Il n'y a pas subdivision dans les autres positions.

En déplaçant cette surface enfumée, on voit ainsi périodiquement apparaître et disparaître le rejaillissement avec subdivision. On l'obtient chaque fois que l'on coupe les traits de feu au-dessous de leur renflement, c'est-à-dire chaque fois que l'on reçoit le choc d'une goutte sphérique en train de s'allonger.

La goutte sphérique qui s'allonge est la figure pour laquelle la vitesse vibratoire du pôle supérieur est maximum.

Ainsi, aux maxima M de la vitesse vibratoire correspondent les maxima de rejaillissement (c'est-à-dire les maxima de z'). Aux minima m de la vitesse vibratoire correspondent les minima de rejaillissement. Et si ces minima sont trop petits, il n'y a plus rejaillissement avec subdivision : la goutte rebondit sans se couper.

Les grosses gouttes montrent très bien en tombant des figures allongées et aplaties. Ainsi Lenard a étudié les vibrations de gouttes de 5 millimètres de diamètre simplement par la photographie.

Mais les petites gouttes prennent tout de suite une forme très sensiblement sphérique. On a de la peine à distinguer l'ellipsoïde allongé de l'ellipsoïde aplati (1). Les mesures faites par la photographie sont

(1) Pourtant, à cause de la faible valeur de la période, la *vitesse* vibratoire est grande. Elle est de l'ordre de la vitesse de chute, au moins pour les premiers centimètres du parcours. Ces vibrations ne sont donc pas négligeables.



impossibles. L'observation du rejaillissement fournit au contraire un moyen très délicat de mesurer les éléments de ces oscillations.

Action d'un champ magnétique. — Un orifice d'écoulement est placé au-dessus de l'entrefer d'un électro-aimant puissant, et hors du champ. Les gouttes issues de cet orifice passent dans l'entrefer et viennent tomber sur un plan enfumé placé au-dessous et hors du champ. Le rejaillissement est le même, que l'électro-aimant soit excité ou non. Un champ magnétique ne produit aucun amortissement appréciable des oscillations des gouttes tombantes.

Mais, si l'orifice d'écoulement est dans l'entrefer, le rejaillissement varie énormément quand on excite l'électro-aimant. Sans prendre de précautions spéciales, on fait ainsi varier très facilement z' de plusieurs centimètres. M. Pierre Sève avait prévu ce résultat, et nous avons fait l'expérience ensemble (mai et juin 1907).

Quand une goutte d'eau (diamagnétique) est formée dans un champ magnétique intense et qu'elle tombe, elle est soumise à des forces qui la repoussent hors du champ et qui, par suite, augmentent sa vitesse. Un raisonnement simple montre qu'au point de vue du mouvement du centre de gravité, tout se passe comme si la hauteur de chute de la goutte était augmentée d'une quantité égale à la dénivellation ε de l'eau dans un tube en U dont une des branches est dans le champ et l'autre hors du champ.

Il est très difficile de mettre directement en évidence l'accroissement de vitesse de la goutte. Il est, au contraire, très facile de montrer cet accroissement au moyen du rejaillissement.

La surface enfumée qui reçoit le choc des gouttes doit être assez inclinée pour que les gouttelettes projetées n'aillent pas dans l'entrefer.

Si l'on établit le champ, la hauteur de rejaillissement z' varie beaucoup, comme si la vitesse de chute avait augmenté.

La différence des temps de chute ne doit pas dépasser la durée d'une période vibratoire de la goutte. Le maximum du champ à employer dépendra donc de la grosseur de la goutte.

Le phénomène est exactement inverse avec une solution magnétique (par exemple une solution diluée de sulfate de manganèse). La vitesse des gouttes est diminuée au moment où elles sortent du champ [1]).

---

(1) Voir *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 24 juin 1907.

Rejaillissement des liquides autres que l'eau. — Les solutions aqueuses ayant une grande tension superficielle (ammoniaque, solutions salines, etc.) rejaillissent aussi bien que l'eau. Les solutions très denses rejaillissent moins énergiquement.

Les liquides de faible tension superficielle (alcool, éther, pétrole) ne rejaillissent pas : ils s'étalent sur le noir de fumée.

Les solutions aqueuses d'alcool, de savon, d'acide formique, à partir d'une certaine concentration, ne rejaillissent plus.

Les petites gouttes de *mercure*, qui ne rejaillissent pas sur le verre propre, rejaillissent aussi bien que les gouttes d'eau sur les surfaces enfumées. Les gouttes de mercure vibrent plus fortement que les gouttes d'eau. Les maxima et les minima de rejaillissement sont extrêmement accusés.

Applications aux solutions aqueuses. — On peut se servir du rejaillissement pour apprécier de très faibles changements dans la composition des liquides de grande tension superficielle. La sensibilité de cette méthode est très grande. Elle peut rendre des services dans les cas où l'on ne peut pas employer des méthodes statiques comme celle des ascensions dans un tube ; c'est le cas de tous les colloïdes.

En 1890, lord Rayleigh a attiré l'attention sur l'erreur que l'on commet en mesurant par une méthode statique la tension superficielle de certains liquides, tels que les solutions d'oléate de soude.

On dissout dans l'eau des quantités progressivement croissantes d'oléate.

Par la méthode statique, on trouve que la tension superficielle des solutions d'oléate tombe très rapidement au tiers de sa valeur environ et se maintient ensuite à ce chiffre, quelle que soit la concentration.

Par la méthode dynamique [1], on trouve au contraire que la tension superficielle diminue lentement sans chute brusque et sans asymptote quand la concentration augmente.

Il se forme rapidement à la surface de la solution exposée à l'air une pellicule de faible tension superficielle : d'où nécessité absolue d'employer des surfaces constamment renouvelées.

Dans le rejaillissement, le brassage de la masse au moment du

---

(1) Ecoulement du liquide par un orifice elliptique.

choc est très énergique ; la gouttelette est détachée et projetée en l'air en un temps très court (de l'ordre du millième de seconde). On peut donc espérer atteindre ainsi une valeur de la tension superficielle bien moins inexacte que celle donnée par la méthode des tubes capillaires.

Avec de petites gouttes, la sensibilité est extrêmement grande. Aussi, pour pouvoir employer des solutions un peu concentrées, j'ai dû diminuer la sensibilité en prenant des gouttes plus grosses (gouttes issues d'un tube de $0^{mm},75$ de diamètre extérieur, à bout mouillé).

Avec les solutions non colloïdales (mélanges d'eau et d'alcool), j'ai trouvé que, z restant fixe, z' varie à peu près proportionnellement à la tension superficielle. Avec les solutions d'oléate de soude, la valeur de la tension superficielle donnée par le rejaillissement est supérieure à celle que donne l'ascension capillaire. Les solutions d'oléate à $\frac{1}{400}$, $\frac{1}{80}$, $\frac{1}{40}$, qui donnent toutes la même ascension capillaire, donnent des valeurs décroissantes de z'. La hauteur de rejaillissement z' dépend donc non pas de la tension superficielle *statique*, mais de la tension superficielle vraie.

Étude chronophotographique du rejaillissement. — Il était indispensable, pour continuer l'étude du phénomène, d'obtenir, de millième en millième de seconde, les photographies des formes de la goutte pendant le choc (Voir la reproduction de quelques-unes de ces séries dans le mémoire détaillé).

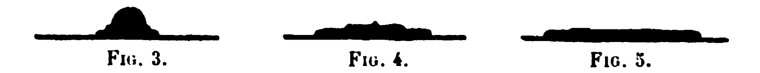


Fig. 3. Fig. 4. Fig. 5.

La première phase du phénomène est l'aplatissement de la goutte sur le plan enfumé. Il a toujours lieu par des gradins. La partie

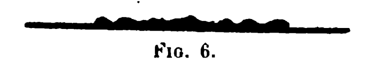


Fig. 6.

inférieure est déjà aplatie que la partie supérieure est encore bien hémisphérique. Puis la goutte s'aplatit totalement sur le plan, et d'autant plus que la hauteur de chute est plus grande (*fig.* 3, 4, 5).

Si la goutte est grosse, elle s'aplatit en formant des ondes très

creusées (*fig.* 6) ; elle revient sur elle-même par un mouvement ondulé. C'est ce qui explique les traces de cercles concentriques et de rayons laissées par la goutte sur le plan, si le noir n'est pas adhérent.

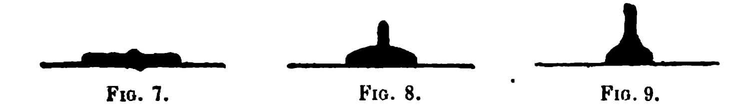


Fig. 7. Fig. 8. Fig. 9.

La goutte se resserre très vivement. Il se produit alors un *jet central* animé d'une très grande vitesse, et qui entraîne toute la goutte (*fig.* 7, 8, 9) $\left(\text{ordre de grandeur de cette vitesse, } 500\,\frac{\text{cm}}{\text{s}}\right)$.

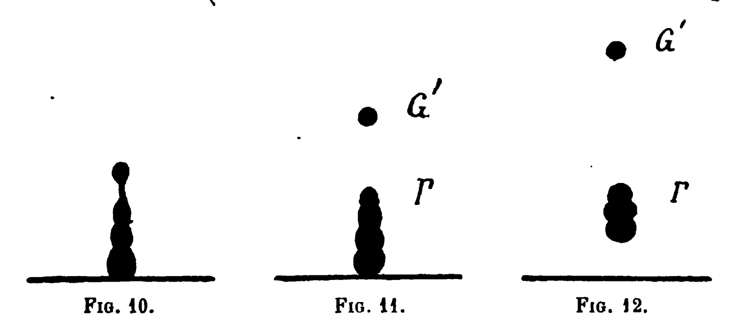


Fig. 10. Fig. 11. Fig. 12.

La goutte s'allonge beaucoup et prend une forme *annelée* (*fig.* 10). Le segment supérieur, dont la vitesse est très grande, se détache et forme la goutte G′ (*fig.* 11).

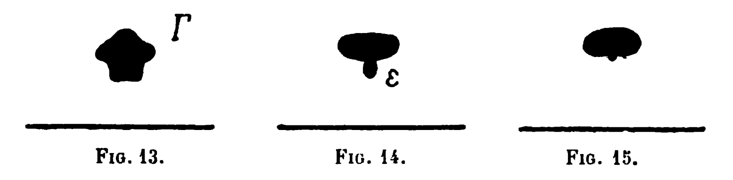


Fig. 13. Fig. 14. Fig. 15.

Le reste Γ de la goutte exécute alors de très violentes vibrations. Le haut de la goutte, qui vient de perdre la gouttelette G′, n'a plus de vitesse ; le bas de la goutte s'en rapproche rapidement (*fig.* 12, 13, 14, 15).

On peut remarquer qu'une gouttelette ε se forme à un certain moment sous la goutte Γ. Le plus souvent elle est réabsorbée par Γ.

Mais quelquefois aussi elle s'en détache. Elle constitue la petite gouttelette signalée plus haut sous le nom de *gouttelette abandonnée* ε.

EXPLICATION GÉNÉRALE DU PHÉNOMÈNE. — La goutte qui tombe sur le plan enfumé s'étant aplatie, la courbure de sa surface est très grande sur son pourtour et nulle sur ses deux bases planes. Les pressions capillaires développées sont donc appliquées uniquement sur le pourtour de la goutte; les forces produites convergent toutes vers l'axe N. Les molécules liquides prennent donc des accélérations dirigées vers cet axe (*fig.* 16).

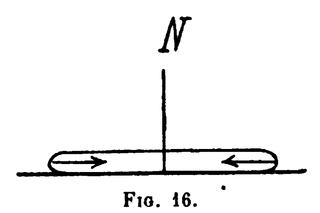


FIG. 16.

Or, *toutes les fois qu'il y a afflux de liquide vers un axe, il se produit un jet suivant cet axe.*

Telle est l'explication du *jet central* qui s'élance suivant l'axe de la goutte et qui entraîne tout le liquide. La goutte prend donc une forme très allongée.

On sait d'ailleurs qu'un cylindre liquide n'est pas stable dès que sa hauteur dépasse le périmètre de sa base. La tension superficielle le découpe en sphères.

C'est par un phénomène analogue que le cône allongé formé par la goutte est découpé par la tension superficielle; d'où l'explication des formes annelées et du détachement d'une ou de plusieurs gouttes projetées.

La goutte G′ s'étant détachée, le reste Γ vibre énormément, en passant par une série de formes allongées et aplaties. C'est encore par suite d'un afflux de liquide vers l'axe que la gouttelette ε apparaît et est quelquefois détachée.

Si l'on mélange à l'eau une substance qui abaisse la tension superficielle, le rejaillissement est diminué ou supprimé. Cela tient à ce que les pressions capillaires développées sur le pourtour de la goutte sont diminuées si la tension superficielle est diminuée. La

vitesse du jet central est alors moindre, et la gouttelette G′, si elle se détache, va moins haut.

Lorsque la hauteur de chute n'est pas trop grande, la goutte qui tombe sur une surface paraffinée s'étale, revient sur elle-même, se soulève quelquefois un peu et reprend une forme ramassée, avec un angle de raccordement presque droit.

Lorsque la hauteur de chute est plus grande, l'étalement de la goutte devient plus grand et la goutte se divise en plusieurs autres qui s'éparpillent sur la surface (Voir dans le mémoire détaillé la reproduction des chronophotographies).

Le phénomène commence comme sur le noir de fumée. Mais ici il y a adhérence à la cire dans le sens de la normale.

On a vu (§ III) les expériences qui prouvent l'existence de cette adhérence normale de l'eau à la cire. Dans le cas des surfaces enfumées, il n'y a aucune adhérence normale. C'est pour cela que le rejaillissement peut se produire.

Choc des gouttes d'eau sur les surfaces solides que l'eau peut mouiller (verre très propre). — *Il n'y a pas de rejaillissement* si la surface est sèche : l'eau s'étale.

Choc de l'eau sur les surfaces solides non mouillées et dépourvues d'enduit pulvérulent (surfaces non mouillées, mais touchées : cire, paraffine, etc.). — Sur une surface solide enduite de cire, de paraffine, de suif, etc., les gouttes d'eau ne rejaillissent jamais. La présence du noir de fumée (ou de l'anhydride arsénieux, etc.) est indispensable.

Une goutte qui a déjà rebondi et qui vibre très fortement ne se subdivise plus quand elle tombe sur une deuxième surface enfumée. Cela s'explique facilement. La goutte n'est plus de révolution. Elle s'aplatit en donnant une figure qui n'a plus de centre. Il n'y a plus afflux du liquide avec un axe ; donc, plus de jet central, plus de gouttelette projetée.

Si elle est déjà couverte d'une petite couche d'eau, on a à envisager l'un des cas suivants.

Choc d'une goutte liquide sur une membrane liquide. — On forme une lame liquide avec une dissolution du savon résineux de M. Izarn. On laisse tomber sur cette membrane de grosses gouttes du même liquide. Pour de faibles hauteurs de chute, il y a rebondissement. Pour de grandes hauteurs de chute, la goutte traverse la membrane sans la rompre. Il y a une hauteur de chute intermédiaire pour



laquelle il y a rejaillissement véritable, avec projection d'une gouttelette.

Choc d'une goutte d'eau sur une couche d'eau. — Les phénomènes qui se produisent dépendent non seulement de l'orifice d'écoulement et de la hauteur de chute, mais aussi de l'*épaisseur de la couche frappée.* Il y a souvent rejaillissement.

Lorsque l'épaisseur de la couche frappée est petite (inférieure à 1 millimètre d'habitude), le choc produit seulement des ondes qui se propagent sur la surface du liquide. Si la hauteur de chute augmente (toujours pour la même épaisseur de la couche frappée), on voit se produire un grand nombre de petites gouttes qui rayonnent tangentiellement à la surface autour du point frappé. Pour des hauteurs de chute de 1 mètre ou 2 mètres, il se produit des éclaboussures; un très grand nombre de petites gouttes sont projetées suivant les trajectoires très inclinées sur l'horizon; on en voit une multitude d'autres, extrêmement petites, qui sont projetées suivant des trajectoires moins inclinées : elles forment une sorte de brouillard léger au-dessus de la surface frappée.

Un rejaillissement simple (projection suivant la verticale d'une gouttelette animée d'une grande vitesse) peut se produire quand la hauteur de l'eau au-dessus du fond devient supérieure à une certaine valeur.

Si l'on maintient fixe cette épaisseur de la couche frappée et si l'on fait croître progressivement la hauteur de chute z, il arrive un moment où le rejaillissement se produit. La hauteur minimum est très bien déterminée.

La hauteur z' atteinte par la goutte projetée croît très vite et dépasse de beaucoup la hauteur de chute. En même temps, à la surface du liquide, le fort soulèvement qui s'est produit forme une goutte qui ne va pas bien haut et qui roule quelquefois sur la surface.

Le rejaillissement diminue beaucoup quand l'épaisseur de la couche frappée augmente.

(On trouvera les détails et les photographies dans le mémoire détaillé.)

RÉSUMÉ

I. *Formation des petites gouttes.* — Les gouttes d'eau de moins de 10 millimètres cubes qui s'échappent d'un orifice percé dans une

paroi enfumée sont de volume constant, si l'on prend les précautions indiquées.

Elles ne présentent pas, comme les grosses, de ligament visible ni de goutte satellite. Le ménisque restant en arrière est de volume négligeable : il n'y a plus à distinguer la goutte tombée et la goutte totale.

Leur forme est très sensiblement sphérique dès qu'elles sont détachées. Leur volume est donné par la loi de Tate corrigée de la pression hydrostatique ; il diminue quand la durée de formation descend au-dessous de 1 ou 2 secondes.

Toutes les complications qu'on rencontre dans l'étude des gouttes disparaissent par l'emploi des petites gouttes.

II. J'ai cherché des applications de ces petites gouttes. J'en ai trouvé une que je crois nouvelle : c'est l'application à la compressibilité.

La formation des gouttes à un orifice très petit et non mouillé présente deux périodes : une période d'attente θ_1 après laquelle la goutte perle brusquement; une période de grossissement lent θ_2 après laquelle la goutte tombe.

$\theta_1 = 0$ si l'appareil est rigide et sans fuite. Si le liquide est en contact avec un corps élastique de volume v, θ_1 est proportionnel à v et au coefficient d'élasticité du corps. On met ainsi en évidence, non seulement la compressibilité des gaz, mais encore celle des liquides et des solides. J'ai pu par ce procédé mesurer notamment la compressibilité de l'eau, comprimée par la pression capillaire d'une petite goutte.

Les grosses gouttes ne donnent aucun phénomène analogue.

De tous les orifices que l'on peut employer pour ces expériences, les orifices percés dans une paroi enfumée sont de beaucoup les meilleurs.

III. Le troisième chapitre renferme l'étude des propriétés des surfaces enfumées, déjà utilisées dans les deux chapitres précédents et dont il est constamment question dans la suite.

Les surfaces enfumées sont hérissées de petits murs de noir et de protubérances très fines et très serrées dont l'eau ne peut toucher que le sommet. L'angle de raccordement de l'eau est nul et il n'y a pas d'adhérence dans le sens normal.

La surface est parfaitement mouillée par l'air. Une grande quantité d'air est enfermée dans les cellules et entre les murs de noir. On

peut enlever cet air sans faire perdre à la surface toutes ses propriétés.

Bien que l'eau roule avec une extrême facilité sur ces surfaces, *il n'y a aucun glissement à la paroi.*

IV. *Phénomènes de rejaillissement.* — Une goutte d'eau qui frappe une surface solide ne rejaillit que dans un seul cas : celui où la surface n'est pas touchée par l'eau. Une goutte d'eau qui tombe sur un liquide rejaillit dans certains cas. Le plus simple, le plus régulier et le plus intéressant de ces phénomènes est le rejaillissement des *petites* gouttes sur les surfaces enfumées.

Ce phénomène est simple, en ce sens qu'il se réduit à une subdivision de la goutte en deux gouttelettes dont la plus petite est projetée très haut suivant la direction de la normale. Il n'y a aucune des éclaboussures qui accompagnent le rejaillissement de l'eau sur l'eau.

Ce phénomène est régulier; il se produit identique à lui-même des milliers de fois; les gouttes projetées suivent des trajectoires toujours les mêmes, indépendantes de la nature de l'enduit pulvérulent.

Ce phénomène permet de mettre en évidence et d'étudier la vibration des petites gouttes, qu'il est difficile de voir directement.

Il permet de mettre très facilement en évidence le magnétisme ou le diamagnétisme des solutions.

Il permet d'apprécier de faibles changements dans la composition des liquides. Il donne une méthode dynamique très délicate pour la mesure des grandes tensions superficielles.

Calorimètre pour la mesure du pouvoir calorifique des gaz et liquides combustibles ;

Par M. Ch. Féry (1).

I

L'importance que présente, tant au point de vue théorique qu'industriel, la connaissance du pouvoir calorifique des combustibles et

(1) Séance du 19 avril 1907.

en particulier du gaz, a fait imaginer un certain nombre de procédés de mesure pour obtenir cette constante.

Dans les laboratoires, les méthodes de la bombe de Berthelot ou de Malher ne laissent rien à désirer. Mais la conduite un peu délicate de l'opération a fait chercher des méthodes plus rapides.

Quand il s'agit de déterminer la chaleur de combustion d'un gaz ou d'un liquide, on se sert plus généralement dans les usines du calorimètre de Junker.

Cet appareil bien connu consiste, comme on le sait, à évaluer le pouvoir calorifique par l'état d'équilibre pris par l'appareil brûlant au régime normal un poids connu ou un volume connu de combustible par unité de temps. Un courant d'eau constant passant dans l'appareil et entrant à une température constante t sort à une température également constante T, en enlevant par unité de temps P (T — t) calories, en désignant par P le poids d'eau écoulé dans l'unité de temps choisie. Le rapport de ces calories au poids ou au volume brûlé dans le même temps donne le pouvoir calorifique.

On peut même recueillir l'eau condensée dans l'appareil, ce qui donne déjà une indication sur la composition chimique du combustible et permet de calculer soit le pouvoir calorifique *faible*, soit le pouvoir calorifique *fort*, suivant qu'on néglige ou au contraire qu'on tient compte des calories dues à la condensation de l'eau.

Néanmoins, bien plus simple que celui de la bombe, l'emploi du Junker demande encore une petite installation, l'obtention d'un régime d'équilibre assez délicat, et des calculs.

Ajoutons que des tentatives ont été faites pour rendre cet appareil enregistreur, mais qu'elles ne semblent pas avoir donné les résultats qu'on en attendait.

II

J'ai pensé, étant donné le grand intérêt industriel qui s'attache à une marche régulière des appareils producteurs de gaz, qu'il serait possible d'obtenir l'enregistrement continu de la valeur combustible d'un gaz par une méthode plus simple.

Les bons résultats que j'ai obtenus par l'appareil représenté *fig.* 1 m'engagent à le décrire.

La combustion s'effectue dans une cheminée en verre C, l'air des-

tiné à la combustion étant appelé par la cheminée identique F, ces deux tubes de verre étant reliés à leur partie inférieure par un tube métallique formant monture.

Les extrémités supérieures de ces deux verres sont formées par des quadrillages en nickel analogues à ceux utilisés dans les brûleurs Méker [1].

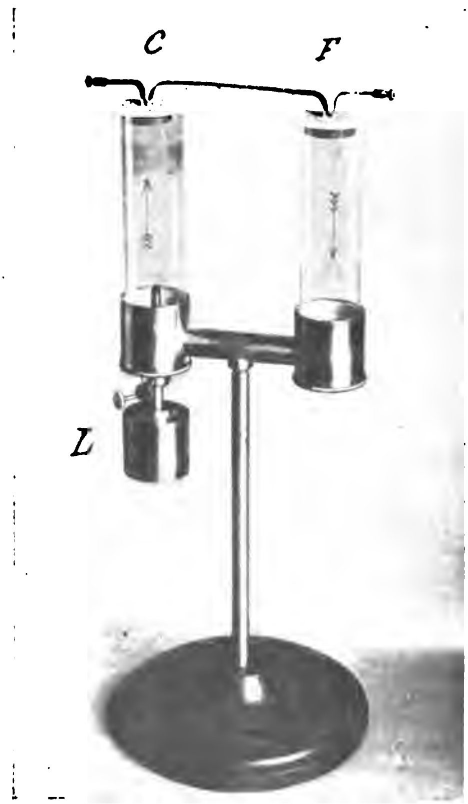


Fig. 1.

Ces quadrillages forment les deux soudures d'un élément thermoélectrique constantan-cuivre, la lame qui les réunit étant en constantan, le cuivre étant représenté par les fils d'amenée du courant.

Dans ces conditions, on comprend facilement que le quadrillage F

---

(1) *Bulletin de la Société française de Physique* du 6 janvier 1906.

sera toujours à la température ambiante, étant refroidi continuellement par le courant d'air qui le traverse, tandis que le quadrillage C, échauffé par les produits de la combustion, peut atteindre la température de 400°, ce qui produit une force électromotrice de 16 millivolts environ.

L'expérience m'a montré que le voltage obtenu est très rigoureusement proportionnel au pouvoir calorifique et au poids du volume brûlé par unité de temps. L'étalonnage se fait en employant une petite lampe L brûlant de l'acétate d'amyle, produit déjà employé dans un étalon de lumière à cause de sa constitution chimique bien définie permettant de le reproduire facilement dans des conditions parfaites de pureté.

III

En adjoignant à cet appareil un régulateur de débit, on réalisera donc un appareil enregistreur pour les gaz.

Il y a néanmoins une objection qui s'élève et qui résulte de variations possibles de densité du gaz à mesurer. En effet, les régulateurs de débit, qui sont basés sur l'écoulement du gaz par une petite ouverture, ne donnent un débit constant que si la densité ne varie pas.

Cette objection théorique n'exclut cependant pas absolument l'emploi de l'appareil, qui n'a généralement à enregistrer qu'un gaz conservant sensiblement la même densité.

Toute objection disparaît si on mesure le volume au moyen d'un *compteur à gaz*.

Dans ces conditions, et pour ne pas avoir à se préoccuper des variations possibles de la pression qui occasionneraient des variations de débit et, par conséquent, de voltage de la pile thermo, on doit remplacer le galvanomètre par un *compteur électrique* dont la vitesse soit proportionnelle à la force thermo-électrique du couple. Un tel compteur existe dans l'industrie, où il est employé comme ampère-heure-mètre, en totalisant la différence de potentiel aux bornes d'un shunt, laquelle est proportionnelle à l'intensité même qui passe dans ce shunt.

Pour les liquides, le compteur de volume (compteur à gaz) sera remplacé par la balance, qui, au moyen de deux pesées, donnera la quantité de liquide brûlée pendant la durée de l'expérience.

La rotation du compteur électrique ne commence que quelques

secondes après que le combustible est enflammé ; d'autre part, elle ne cesse pas instantanément après extinction de la flamme.

L'expérience a montré que ces décalages entre les indications des deux compteurs à gaz et électrique, et qui sont dus à l'inertie de la soudure chaude qui présente une certaine masse, ne faussaient pas la mesure, pourvu que celle-ci dure au moins une demi-heure. Le débit de combustible est d'ailleurs très faible : de 7 à 15 litres à l'heure pour le gaz et de l'ordre de 7 à 10 grammes par heure pour les liquides.

La Compagnie pour la fabrication des Compteurs a bien voulu entreprendre la construction de ce petit appareil.

Radio-pyromètre à dilatation;

Par M. Ch. Féry (1).

Depuis que nos connaissances sur les lois du rayonnement se sont précisées, grâce aux travaux de Wien, Lummer, Stefan, Boltzmann, Pringsheim, Rubens et plusieurs autres physiciens, il est devenu évident que la meilleure manière de mesurer les températures élevées consistait à les évaluer par la puissance du rayonnement monochromatique ou total.

Bien avant que les travaux modernes de ces divers physiciens n'aient été faits, M. Le Châtelier avait compris tous les avantages qu'on pourrait tirer de la radio-pyrométrie et avait imaginé son pyromètre optique, qui a permis pour la première fois de repérer les hautes températures voisines de 2 000°, qu'on obtient aujourd'hui couramment dans les industries métallurgiques.

J'ai moi-même présenté ici (2) un pyromètre basé sur l'emploi de la radiation totale agissant sur une pile thermo-électrique de faible masse. Le courant électrique obtenu, proportionnel à la puissance totale du rayonnement, c'est-à-dire à la quatrième puissance de la température absolue du corps noir visé, est mesuré par un galvanomètre sensible à aiguille. On peut même enregistrer les

(1) Séance du 19 avril 1907.
(2) *Comptes Rendus des Séances de la Société de Physique*, 18 mars 1904.

indications de l'appareil en munissant l'aiguille du galvanomètre d'une plume se déplaçant sur une bande de papier entraînée par un mouvement d'horlogerie. Ce système enregistreur est très employé en Angleterre et en Amérique pour la conduite et la surveillance des fours à longue marche.

Dans le cas où il n'est pas nécessaire d'indiquer à distance la température du four, ce qui peut se faire pour des distances de 50 mètres avec le radio-pyromètre thermo-électrique, on peut remplacer la pile thermo-électrique par un autre procédé thermométrique.

Cependant les thermomètres à dilatation ordinaire à liquides ou même à gaz ne peuvent servir, étant donné leur masse trop grande et l'impossibilité où l'on est de diminuer cette masse, sans diminuer en même temps la sensibilité.

Il n'en est plus de même si on s'adresse à la dilatation des solides; une lame bimétallique, par exemple, présente une sensibilité d'autant plus grande que son épaisseur est plus faible, c'est-à-dire sa masse plus petite.

Il m'a donc suffi de remplacer simplement dans l'ancien pyromètre la pile thermo-électrique par une spirale de $0^{mm},02$ d'épaisseur et analogue à celle employée dans le thermomètre métallique de Bréguet, pour réaliser un radio-pyromètre jouissant des propriétés générales de l'ancien instrument : indépendance des indications avec la distance, instantanéité des mesures, loi connue de la déviation en fonction de la température, et cela tout en supprimant l'accessoire des conducteurs électriques et du galvanomètre.

L'appareil, ainsi simplifié et rendu plus portatif, se présente sous forme d'un télescope (*fig.* 1) sur le corps duquel est fixée l'échelle divisée en températures. L'aiguille mobile sur cette échelle est portée par la lame bimétallique elle-même (*fig.* 2). Cette lame, qui a 2 millimètres de largeur, est enroulée en une spirale dont le diamètre extérieur ne dépasse pas 2 millimètres. L'extrémité centrale libre de la spirale supporte, par l'intermédiaire d'une petite tige métallique, un plateau P sur lequel est collée l'aiguille.

L'ensemble étant soigneusement noirci, il est facile de voir que les rayons concentrés par le miroir concave du télescope et qui sont reçus par la lame soient parfaitement utilisés, car ceux qui ont échappé à l'action absorbante de la spirale sont recueillis par le plateau P.

Un bouton de réglage permet de déplacer l'aiguille, sans ouvrir

le télescope, et de la ramener au zéro avant chaque mesure ; enfin, pour éviter tout l'échauffement de l'appareil lorsqu'il doit rester



FIG. 1.

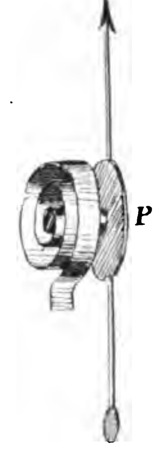


FIG. 2.

longtemps soumis au rayonnement, un écran nickelé visible en avant de l'appareil (*fig.* 1) le protège de l'action directe des radiations.

Cet appareil est établi pour fonctionner entre 600 et 1 300° ; un diaphragme spécial à secteurs, analogue à celui qui a été employé dans le télescope thermo-électrique, peut lui être adapté. Dans ces conditions, une seconde échelle divisée de 1 200 à 2 000° permet d'atteindre les plus hautes températures industrielles.

Cet appareil est étalonné par le Conservatoire national des Arts et Métiers.

Balances et navires apériodiques auto-amortis ;

Par M. V. Crémieu [1].

Un pendule écarté de sa position d'équilibre, puis abandonné à lui-même, oscille autour de cette position aussi longtemps que les frottements et résistances passives n'ont pas entièrement dissipé la quantité d'énergie qui lui avait été fournie par l'écart initial.

Lorsque ces résistances sont très faibles, les oscillations durent très longtemps. C'est le cas des balances. Pour des mesures rapides, ces oscillations sont gênantes.

Pour réduire leur durée, il faut accroître les résistances passives ; mais, pour ne pas compromettre la précision des mesures, il faut que les résistances introduites ne modifient ni la stabilité, ni la sensibilité de la balance.

On connaît la solution très élégante que P. Curie a trouvée pour l'amortissement des balances [2].

Il oblige la balance à comprimer de l'air auquel un espace très étroit est laissé pour circuler. La viscosité de l'air ainsi mise en jeu suffit pour dissiper, en une ou deux oscillations, toute la force vive de la balance.

Le seul inconvénient de ce dispositif est son encombrement ; celui-ci résulte de la très faible viscosité de l'air.

Si on pouvait utiliser un liquide visqueux, tel que la glycérine, dont le coefficient de viscosité est 138 000 fois plus grand que celui de l'air, on pourrait évidemment réduire beaucoup les dimensions de l'amortisseur.

Mais il ne pourrait être question d'utiliser des frottements entre une pièce solide solidaire du fléau de la balance et un bain fixe de liquide.

Les effets capillaires et les variations inévitablement introduites par les mouvements du fléau dans la poussée du liquide sur la pièce plongeante, compromettraient à la fois la sensibilité et la précision de l'appareil.

Pour éviter ces deux obstacles, on peut rendre le bain liquide solidaire du fléau, et mettre sa viscosité en jeu en y plongeant une

(1) Séance du 3 mai 1907.

(2) P. Curie, *Balances apériodiques* (*J. de Phys.*, 2e série, t. IX, mars 1890, p. 145).

palette mobile entièrement immergée, à laquelle la pesanteur donnera une direction fixe.

C'est là le principe des auto-amortisseurs. Il évite tous les inconvénients du bain fixe, car il ne met en jeu ni la poussée du liquide ni la capillarité de sa surface.

Pour les balances, on leur a donné la forme suivante :

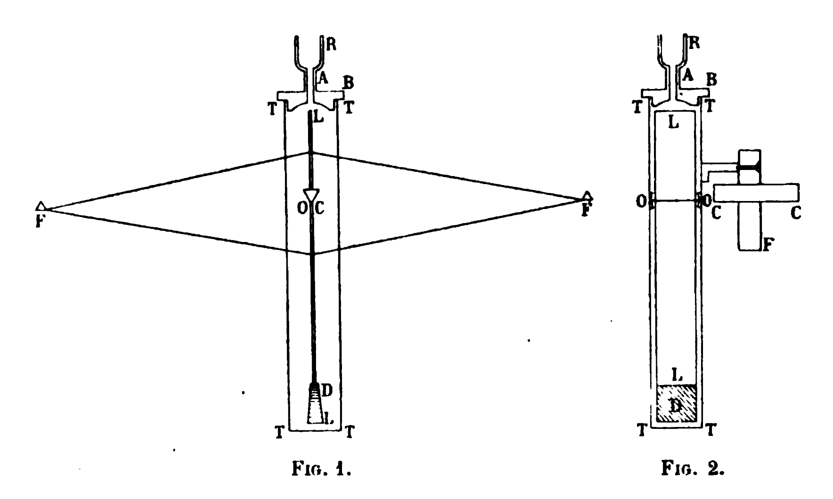


Fig. 1. Fig. 2.

Dans le plan médian du couteau CC du fléau FF de la balance [vue face (*fig.* 1) et profil (*fig.* 2)] on fixe à ce fléau un tube à section carrée TTTT. Dans l'intérieur du tube se trouve disposé sur des trous en rubis un axe OO, fixé de façon que sa direction coïncide exactement avec le prolongement de l'arête du couteau CC. Cet axe porte une lame mince LL dont la surface est en tous sens inférieure à la section intérieure du tube d'une très petite longueur $2e$.

A la base de cette lame se trouve attaché un poids D.

Un bouchon B s'engage à emboîtement dans le tube T ; il porte en son centre un tube très fin, A, surmonté d'un petit réservoir R.

On soude le bouchon sur le tube et on remplit de liquide visqueux en plongeant tout le tube dans un bain de ce liquide au-dessus duquel on fait le vide.

Le tube plein, on laisse en R une très faible quantité de liquide, après quoi on ferme R. La capacité de ce réservoir est un peu supérieure à la dilatation totale du volume de liquide contenu dans T, entre 0 et 30°.

Le poids D attaché à la lame est, au minimum, tel que l'on ait :

$$D \times OL = \frac{1}{2} \pi\delta, \qquad (1)$$

π étant le poids du fléau, du tube, du liquide; δ, la distance de l'arête du couteau au centre de gravité.

La distance δ est très petite, de l'ordre de $0^{mm},1$. De sorte qu'en donnant à OL quelques centimètres, on n'a qu'à donner à D un poids qui sera de l'ordre du centième du poids du fléau.

La théorie donnée par P. Curie s'applique exactement au cas actuel.

Quant à la valeur de l'intervalle e entre la lame et les parois du tube, on pourrait chercher à la calculer en se donnant *a priori* les dimensions de la lame, la période de la balance et la viscosité du liquide employé. La valeur de e serait alors proportionnelle au quotient du volume de liquide circulant par seconde par la vitesse de glissement de ce liquide. On obtiendrait ainsi une expression en $\frac{1}{e^3}$.

On pourrait ainsi se donner *a priori* e et la viscosité du liquide, et chercher le volume minimum à donner au tube.

On trouve dans ce cas des dimensions extrêmement réduites, la capacité de dissiper l'énergie étant énorme pour les liquides visqueux.

Mais il est plus pratique de se baser sur les commodités de construction, de prendre des tubes de dimensions maniables, de donner à e une valeur de l'ordre du demi-millimètre, et de chercher ensuite, par tâtonnements, un mélange convenable d'eau et de glycérine, ou d'huile minérale et de pétrole.

Il faut que la lame soit elle-même voisine de l'apériodicité quand elle oscille dans le tube plein de liquide, et que sa pseudo-période soit alors égale à la période du fléau. Dans ces conditions, la lame demeure sensiblement verticale quand le fléau oscille, et on obtient d'excellents résultats pour les faibles sensibilités, par exemple pour une balance pesant 500 grammes et donnant 5 divisions de son échelle pour 10 milligrammes.

Quand on veut dépasser cette sensibilité, la balance s'amortit de plus en plus, puisque son couple diminue, mais on constate en même temps que le zéro varie d'une façon très sensible entre chaque lecture.

Il y a là un point de la question qui n'est pas encore résolu. Les variations du zéro peuvent être attribuées peut-être à des frottements au départ entre l'axe d'acier et ses pivots en rubis, ou bien encore à une rigidité très faible du liquide visqueux.

Il faut remarquer que, si le poids de la lame pendulaire n'intervient pas dans la formule de sensibilité de la balance amortie, le poids du tube et du liquide y intervient. En général, ce poids π_1 est de l'ordre de $\frac{\pi}{4}$. On sera donc amené, pour avoir une sensibilité égale, à diminuer la valeur de δ. Mais il n'y a pas d'inconvénients, au point de vue des couteaux, à augmenter ainsi le poids du fléau.

La formule de sensibilité sera donc :

$$\operatorname{tang} \alpha = \frac{P}{(\pi + \pi_1)\,\delta},$$

et la période deviendra :

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\Sigma m r^2}{(\pi + \pi_1)\,\delta}}.$$

Analogies entre une balance et un navire. — Rappelons d'abord

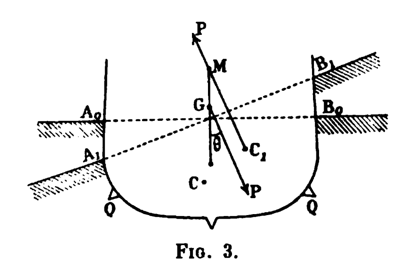


Fig. 3.

brièvement ce que c'est que le roulis : soit (*fig.* 3) un navire de flottaison droite A_0B_0 et de déplacement P, et soit A_1B_1 une flottaison isocarène faisant un angle θ avec la première.

Quand le navire est ainsi incliné, son centre de carène, primitivement en C_0, vient en C_1 ; la normale en C_1 à la surface de carène vient couper en M la verticale du centre de gravité G du navire. Le point M, qui varie peu pour de faibles valeurs de θ, est le *métacentre* du navire, et la longueur MG est appelée *hauteur métacentrique ;* cette longueur $MG = a$ joue pour le navire le même rôle que la distance δ dans les balances.

En effet le navire, incliné en A_1B_1, revient à sa position d'équilibre

sous l'action du couple égal à $P \times a$, qui est ici appelé couple de stabilité; mais, les résistances passives de la carène étant insuffisantes, le navire oscille autour de sa position initiale, avec une période T qui est égale à :

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\Sigma mr^2}{Pa}},$$

Σmr^2 désignant ici le moment d'inertie du navire par rapport au métacentre.

Les oscillations en eau calme durent tant que les résistances passives n'ont pas absorbé toute l'énergie mécanique $Pa \sin \theta$, communiquée au navire quand on l'a dévié de A_0B_0 en A_1B_1.

L'expérience a montré que, pour les navires de tonnage supérieur à 500 ou 1 000 tonneaux, la période de roulis sur houle est sensiblement la même que celle déterminée par une expérience en eau calme.

De plus, ces expériences de roulis artificiel permettent de calculer le coefficient N de décroissement des roulis, par la formule :

$$N = \frac{\varphi_0 - \varphi_n}{n\varphi_0\varphi_n},$$

φ et φ_n étant les amplitudes de la première et de la n^{me} oscillation.

Or le coefficient N joue un rôle prépondérant dans le roulis sur houle. En effet, l'amplitude d'apogée Φ_A du roulis d'un navire, sur houle synchrone [1] ou non, est proportionnelle à $\frac{1}{N}$. En particulier, pour le cas de la houle synchrone on a :

$$\Phi_A = K \sqrt{\frac{\theta}{N}},$$

K étant un coefficient constant sensiblement égal à $\sqrt{\frac{\pi}{2}}$, et θ l'angle d'inclinaison des vagues au point d'inflexion.

On voit donc que, pour diminuer le roulis, il faudra augmenter N.

Utilité de diminuer le roulis. — Il y a intérêt à diminuer le roulis

---

(1) Une houle est dite synchrone avec un navire lorsque la durée constante qui s'écoule entre le passage de deux vagues sous le navire est égale à la demi-période du navire.

13

à plusieurs points de vue. Pour les navires de guerre, le roulis gêne la précision du tir des canons [1]. Pour tous les navires, il augmente la résistance à la propulsion. Celle-ci, minimum pour la flottaison droite, augmente beaucoup avec l'angle d'inclinaison, si bien que la valeur moyenne de la résistance pour un navire roulant régulièrement peut être augmentée de plusieurs dixièmes de la valeur correspondant à la flottaison droite.

En outre, le roulis provoque une fatigue considérable de toutes les parties du navire, par suite des forces d'inertie considérables qu'il met en jeu ; enfin il compromet le confort des passagers et les facilités du service et de la manœuvre.

Procédés employés pour diminuer le roulis. — Pour augmenter la valeur de N, on emploie ou on a essayé les quilles latérales, le lest liquide et, en dernier lieu, le gyroscope.

Les *quilles latérales* Q, Q (*fig.* 3), fixées à la carène assez au-dessous de la flottaison pour ne pas émerger dans les roulis les plus forts, agissent en augmentant la quantité de force vive que le navire est obligé, en oscillant, de communiquer au liquide.

L'expérience a montré que, pour des roulis d'amplitude supérieure à 5°, ces quilles permettent d'amener N à la valeur 0,04 ou 0,05. Mais elles sont inefficaces pour les faibles roulis. Cela tient à leur mode d'action. Elles agissent en effet à la fois en augmentant la résistance passive et le moment d'inertie fictif du navire. Mais ces deux augmentations sont fonction de la vitesse. Celle-ci diminuant avec l'amplitude, les deux termes qui composent leur efficacité décroissent en même temps.

Le *lest liquide* [2] est disposé dans des compartiments partiellement remplis d'eau et placés aux extrémités du navire de bâbord à tribord. Quand le navire roule, la pesanteur oblige l'eau à se porter d'un bord à l'autre. Le frottement intérieur du liquide, ainsi mis en jeu, consomme une portion de la force vive du roulis.

L'expérience a montré que le coefficient N peut être amené par ce procédé à la valeur 0,05 ou 0,06, mais pour les très faibles amplitudes seulement. Dans les grandes amplitudes, au contraire, N serait diminué par le lest liquide. D'ailleurs l'encombrement de ce lest est énorme. Pour un navire de 10000 tonnes, il ne fallait pas moins de 90 tonnes d'eau pour obtenir un effet appréciable. Aucun des dispo-

---

(1) Bertin, *Mém. Génie marit.*, 1887.
(2) W. Froude, *Trans. Nav. Arch.*, 1885.

sitifs précédents n'agit en affectant d'une manière sensible la stabilité du navire.

Le *gyroscope*, essayé depuis 1904 par le Dr O. Schilte [1], agit en augmentant la stabilité du navire.

La roue du gyroscope, à axe vertical, constitue une turbine à vapeur dont la chambre est elle-même mobile autour d'un axe horizontal perpendiculaire au plan longitudinal du navire.

Par suite du roulis, l'ensemble de la turbine oscille dans ce plan sous l'action d'un couple proportionnel à l'accélération angulaire du roulis. Des freins puissants, placés sur l'axe horizontal, permettent par leur frottement de transformer en chaleur l'énergie oscillatoire ainsi développée; le roulis se trouve par suite considérablement réduit. Dans des expériences faites à la mer, un roulis régulier de 9° a pu être ainsi réduit à 1°.

La stabilité statique du navire n'est pas changée. Un même poids placé sur un bord du navire produira la même déviation en eau calme. Seule la vitesse avec le navire incliné sera modifiée par la rotation du gyroscope.

C'est là ce qui constitue le principal danger de cet appareil : en effet, si un coup de mer suffisamment violent parvient à incliner le navire malgré le gyroscope, ce qui serait parfaitement possible, le navire rencontrerait, pour se relever, une réaction aussi considérable que celle qu'il oppose aux vagues, et un second coup de mer, le trouvant dans une position inclinée, pourrait le faire chavirer.

De plus, le gyroscope est extrêmement encombrant, il nécessite une source indépendante d'énergie; enfin, pour les grands navires dont la période est longue, il faudrait lui donner des dimensions et une vitesse de rotation inacceptables.

Mais l'analogie que nous avons signalée plus haut entre les balances et les navires permet d'appliquer à ces derniers le système d'auto-amortisseur décrit précédemment pour les premiers.

En effet, de même que la distance δ, très faible dans les balances, donne à celles-ci un couple directeur très petit par rapport au poids du fléau, de même la hauteur métacentrique des navires, faible par rapport à leurs autres dimensions, rend assez petit le couple de stabilité des navires.

En général, pour les navires de commerce, la hauteur métacen-

(1) *Trans. Nav. Arch.*, 1904 et 1907.

trique varie de $0^m,30$ à $0^m,50$; pour certains très grands navires, elle descend même à $0^m,20$.

Pour les navires de guerre, elle est au contraire plus forte, de l'ordre de 1 mètre.

En fait, pour des navires de 10000 à 20000 tonneaux, la *sensibilité* définie pour une valeur égale du rapport $\frac{P}{\pi}$ serait du même ordre de grandeur que pour les balances.

Il s'ensuit qu'avec un poids relativement faible, fixé au bout d'un pendule oscillant autour du métacentre, et utilisant toute la longueur entre ce métacentre et le fond de la cale, on pourra réaliser un couple intérieur au navire, et qui représentera une fraction appréciable du couple de stabilité du navire.

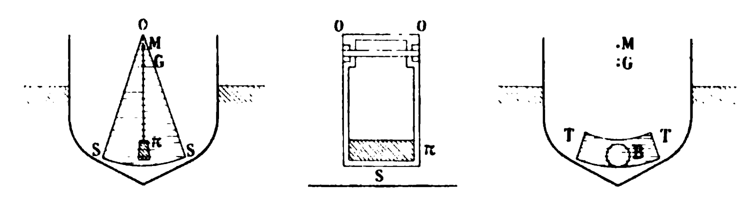


Fig. 4, 5 et 6.

En utilisant ce couple, comme pour les balances, à mettre en jeu la viscosité d'un liquide, on accroîtra donc N dans des proportions considérables, sans changer la stabilité totale du navire.

Le problème est d'ailleurs bien plus simple à résoudre, car il n'y a à se préoccuper ni de la fidélité d'une position d'équilibre, ni de petites variations de sensibilité ou de précision.

Soit M (*fig.* 4) le métacentre d'un navire de déplacement P, de centre de gravité G, de métacentre M, avec $MG = a$ pour la flottaison droite.

On fixe au navire, au niveau de M, un axe MM (*fig.* 5) portant une lame de longueur l à laquelle sera attaché un poids π. Le tout est enfermé dans un compartiment étanche OSS ayant la forme d'un secteur circulaire d'angle égal à l'angle moyen du roulis, 20° par exemple.

La section de la lame sera telle qu'elle laisse entre elle et les parois un intervalle faible e. Le compartiment sera rempli d'un liquide visqueux.

On peut aussi employer une autre disposition. Le pendule sera remplacé par une sphère B (*fig.* 6) roulant dans un tube TT à section circulaire de diamètre supérieur à celui de B d'une quantité *e*. Le tube TT est courbé en section de tore dont le rayon égale la distance du fond de la cale au point métacentrique. On sait que cette sphère oscillera comme le pendule correspondant, avec les modifications dues à son roulement, mais qui sont négligeables pour l'objet actuel.

Le second dispositif présente sur le premier le double avantage d'être moins encombrant et d'éviter le danger de torsions provoquées sur la lame du pendule par des tangages violents.

Le fonctionnement de ces appareils sera identique à celui des amortisseurs de balance. Le calcul des poids et dimensions se fera de la même manière.

Il y a toutefois des particularités à signaler.

D'abord on sait que les résistances passives de carène absorbent une fraction de l'énergie oscillatoire proportionnelle à N, et qui n'est pas négligeable.

Pour rendre le navire apériodique, il faudrait donner au moment $\pi\lambda$ une valeur suffisante pour absorber tout ce qui n'est pas détruit en une oscillation par la résistance passive.

Mais l'apériodicité serait très dangereuse pour un navire sur houle. Le navire apériodique serait exposé aux mêmes chances de chavirement que le navire muni d'un gyroscope.

Il est nécessaire que la pseudo-période du navire amorti soit peu supérieure à sa période normale. Il faut pour cela que, dans une expérience en eau calme, le navire ne s'arrête qu'après deux ou trois oscillations. Le calcul de la portion d'énergie à faire absorber au pendule est très difficile dans ce cas. Mais les expériences faites sur des modèles ont montré qu'il suffit de prendre :

$$\frac{4}{10} < \frac{\pi\lambda}{Pa} < \frac{5}{10}.$$

Le poids π sera alors une fraction de P d'autant plus faible que le rapport $\frac{a}{\lambda}$ sera plus petit, c'est-à-dire que le déplacement du navire sera plus considérable.. On a vu, en effet, que la hauteur métacentrique est sensiblement indépendante du déplacement.

Les gros navires seront donc plus faciles à amortir que les petits.

Variation de la stabilité avec l'amortissement. — Le poids π des amortisseurs que je viens de décrire oscille suivant une circonférence concentrique au métacentre. Leur moment est nul par rapport à ce point. Ils n'interviennent donc pas dans l'expression du couple de stabilité. Mais ils font partie du déplacement P du navire, en sorte que la stabilité statique a la valeur réduite :

$$(P - \pi)\, a.$$

Suivant qu'on aura avantage à augmenter ou à diminuer cette stabilité, on placera le centre d'oscillation des poids π au-dessous ou au-dessus du métacentre, à une distance $\pm b$. Le couple de stabilité sera alors :

$$(P - \pi)\, a \pm \pi b.$$

On voit en particulier que, si le centre d'oscillation des poids π coïncidait avec le centre de gravité G, $b = a$, et on retrouve pour le couple de stabilité la valeur Pa du navire sans amortisseur.

Mais ce qui importe pour un navire, ce sont ses *qualités nautiques*, somme de la stabilité statique et de la stabilité dynamique [1].

L'angle dont s'incline un navire sous l'action d'une force constante de l'ordre de celle mise en jeu par une vague isolée ne doit évidemment pas être trop fort.

Mais ce qu'il faut surtout, c'est que la quantité de mouvement oscillatoire prise par le navire soit rapidement éteinte. C'est à cette extinction que contribue la résistance passive de la carène.

Si on augmente beaucoup le coefficient N, comme le font les amortisseurs, on pourra diminuer sans inconvénient le couple de stabilité statique.

Tout dépend donc, pour le choix des dimensions de l'amortisseur, des constantes du navire à amortir.

Des expériences ont été effectuées sur différents modèles. En particulier, l'un d'eux, que je dois à l'obligeance du professeur Biles, de l'Université de Glasgow, est une réduction au $\frac{1}{50}$ d'un paquebot de 1200 tonneaux.

Le modèle pèse 18 kilogrammes, y compris les poids π, égaux à

---

(1) Voir Bertin, *les Vagues et le Roulis*, Berger-Levrault, 1877.

1 kilogramme. La hauteur métacentrique a est de 8 millimètres; la période, de 2 secondes. Le rapport $\frac{a}{\lambda}$ est égal à $\frac{1}{10}$ seulement.

Cette faible valeur de $\frac{a}{\lambda}$, jointe aux formes du navire qui en font un très bon rouleur, rendaient le problème de son amortissement particulièrement intéressant.

Le coefficient N mesuré sans amortisseur est égal à 0,022. Un pendule présentant un couple égal à $\frac{1}{10}$ de celui du modèle amène N à la valeur 0,04.

D'autre part, on a fait faire 8 tubes tels que ceux de la *fig.* 6, contenant des sphères pesant 100 grammes et de 28 millimètres de diamètre; en substituant successivement ces huit tubes à des lests de plomb égaux placés dans le fond du modèle, on amène N à la valeur 0,3, en passant par 8 valeurs intermédiaires.

Chaque tube représente sensiblement $\frac{1}{18}$ du couple du navire.

Avec tous les amortisseurs, le modèle écarté de sa flottaison droite s'y arrête de nouveau au bout de 2 à 3 oscillations au maximum.

Il est bien certain que, malgré les résultats encourageants obtenus sur des modèles, des expériences à la mer pourront seules déterminer la valeur pratique de ce procédé.

Des points de fusion du tantale et du tungstène;

Par MM. C.-W. WAIDNER et G.-K. BURGESS (¹).

Les échelles de températures sont, en général, repérées au moyen des températures de fusion et d'ébullition des corps purs et surtout des éléments chimiques. Un nombre considérable de ces températures a été établi de façon satisfaisante au-dessous de 1 200° C., et on a fait certains progrès de 1 200° à 1 800°, notamment dans de récents travaux (²) sur les points de fusion du palladium et du platine. Au-dessus de 1 800°, nous n'avons pas encore de points de repère satisfaisants. Dans cette région, les seules températures qui aient été approximativement obtenues sont : le point de fusion de l'iridium (³) et la température de l'arc électrique (⁴). Il y a quelques corps simples dont les points de fusion se trouvent entre ces deux dernières températures ; parmi eux sont le tantale et le tungstène. Leur récente préparation en filaments à l'usage des lampes à incandescence nous procure ces éléments sous une forme commode pour l'estimation de leur point de fusion. Pour que l'on puisse déterminer le point de fusion d'un métal converti en filament et placé dans le vide, il faut que ce métal ait une basse tension de vapeur, afin qu'il ne se désagrège pas avant la fusion, comme le fait le carbone, par exemple.

Avant de nous occuper des expériences, définissons d'abord l'échelle thermométrique dans laquelle ces déterminations furent faites. Jusqu'à 1 200° nous considérons cette échelle comme définie par les points de fusion du zinc = 419° de l'antimoine = 630°,5, et du cuivre = 1 084°, résultats donnés par le thermomètre à gaz et reproduits par des couples thermoélectriques de platine rhodié.

Au-dessus de 1 200°, il faut avoir recours à l'extrapolation. A cet

(¹) Séance du 7 juin 1907.

(²) NERNST und WARTENBERG, *Verh. Deutsch. hys. Ges.*, 8, p. 48 ; 1906 ; — HOLBORN und VALENTINER, *Ann. der Physik*, **22**, p. 1 ; 1907 ; — WAIDNER und BURGESS, *Bull. Bureau of Standards*, **3**, p. 163 ; 1907.

(³) NERNST, *Phys. Zs.*, **4**, p. 733 ; 1903.

(⁴) WAIDNER and BURGESS, *Bull. Bureau of Standards*, **1**, p. 109 ; 1904.

effet nous avons employé la loi de Wien :

$$J = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}},$$

où J est l'intensité de lumière d'une longueur d'onde λ, T la température absolue, et où C_2 a la valeur de 14500 pour un corps noir ou radiateur intégral. En se servant de verres absorbants, de miroirs, ou de disques à secteurs, placés devant le pyromètre optique, toute température T_1 peut être déterminée lorsque le coefficient d'absorption K de l'écran est connu ; ce qui nous donne :

$$\log \frac{J_1}{J_2} = \log K = \frac{C_2 \log e}{\lambda} \left(\frac{I}{T_2} - \frac{I}{T_1}\right),$$

où T_2 est la température apparente donnée par le pyromètre optique à travers l'écran, et T_1 la température cherchée, dans l'échelle absolue.

Le pyromètre optique a été calibré jusqu'à 1 300° C. avec le couple thermoélectrique en visant un corps noir perfectionné. Ce corps noir, du genre Lummer-Kurlbaum, est muni de spires de chauffage supplémentaires dépassant ses deux bouts, qui ont permis d'obtenir jusqu'à 1300° des températures constantes à un degré près sur 12 centimètres de longueur. Le pyromètre optique employé ici est celui de MM. Holborn et Kurlbaum. Le filament d'une petite lampe à incandescence en carbone est amené au même éclat, pour une couleur donnée, que l'objet incandescent visé. La température est déduite de la valeur du courant de la lampe mesuré par un ampèremètre sensible.

Après cet étalonnage du pyromètre optique, nous avons établi certains points fixes à températures élevées, à savoir : les points de fusion du palladium et du platine, employant ici comme radiateur un tube d'iridium de 25 centimètres de longueur et de 2 centimètres d'ouverture. Ces mesures nous ont donné 1 546° C. pour le palladium et 1 753° C. pour le platine. Nous nous sommes servis successivement de lumière rouge ($\lambda = 0{,}67\ \mu$), verte ($\lambda = 0{,}55\ \mu$) et bleue ($\lambda = 0{,}47\ \mu$) et de disques à secteurs, de miroirs et de verres absorbants comme écrans. La concordance de ces mesures est de l'ordre de 5°. Le couple thermoélectrique nous donne pour le palladium 1 530° et pour le platine 1 706°, en se servant de la formule :

$$E = a + bt + ct^2.$$

Nous trouvons que les déterminations par la loi de Wien donnent dans cette région les vraies températures beaucoup plus exactement que la formule thermoélectrique empirique.

Notre méthode de détermination des points de fusion du tungstène et du tantale consiste à trouver d'abord la relation entre le courant et la température [1] jusqu'à 1 950° C., pour de courts filaments formés d'une seule boucle montée dans le vide comme pour les lampes à incandescence. On augmente ensuite le courant jusqu'à la fusion du filament et on note le courant à l'instant même de la température de fusion.

Le dispositif expérimental qui sert à comparer les lampes à tungstène et à tantale avec le pyromètre optique est le suivant : Un ruban de carbone parcouru par un courant et monté dans le vide est placé entre la lampe pyrométrique et la lampe à tungstène ou à tantale. La température de ce ruban est mesurée par le pyromètre, et la lampe à filament métallique portée au même éclat que le ruban. Si maintenant le ruban de carbone et le filament métallique étaient des corps noirs, nous aurions la vraie température du filament de métal donnée par le pyromètre, et, pour trouver les données nécessaires à son calibrage, il ne faudrait que mesurer le courant qu'il a fallu envoyer dans le fil de métal pour obtenir les diverses températures.

Puisque ni le ruban de carbone ni le filament métallique ne sont des corps noirs, il est nécessaire de déterminer leur radiation sélective, ce qui s'obtient en calibrant la lampe métallique à l'aide de verres monochromes placés devant la lampe — verres rouges, verts et bleus. Malheureusement, sauf pour le corps noir, il n'y a pas de loi reliant les températures équivalentes données par les différentes couleurs spectrales avec la vraie température, de sorte que nous sommes obligés de procéder empiriquement. Nous trouvons que, pour les métaux en forme de fil monté comme ci-dessus, la vraie température est donnée approximativement, dans les cas où il n'y a pas de radiation sélective anormale, comme par exemple dans le bec Auer, en ajoutant à la lecture de la température avec la lumière bleue la différence entre les lectures de la température en lumière bleue et en lumière rouge (Voir *fig.* 1). Cette méthode nous a donné par exemple à peu près 1 760° pour le

(1) Voir : *The Electrical World*, 10 novembre 1906 ; — ou *l'Eclairage électrique*, t. L, p. 8, 70 ; 1907.

point de fusion des filaments de platine montés comme lampes dans le vide. La correction pour la radiation sélective du ruban de carbone est petite et est égale à 7° pour la différence entre le rouge et le bleu.

Il reste encore à signaler la correction concernant la détérioration du filament métallique quand il est porté à la température de fusion. Nous avons fait cette correction en chauffant plusieurs filaments presque jusqu'à la température de fusion, et en notant le changement qui en résultait quand on refaisait les mesures.

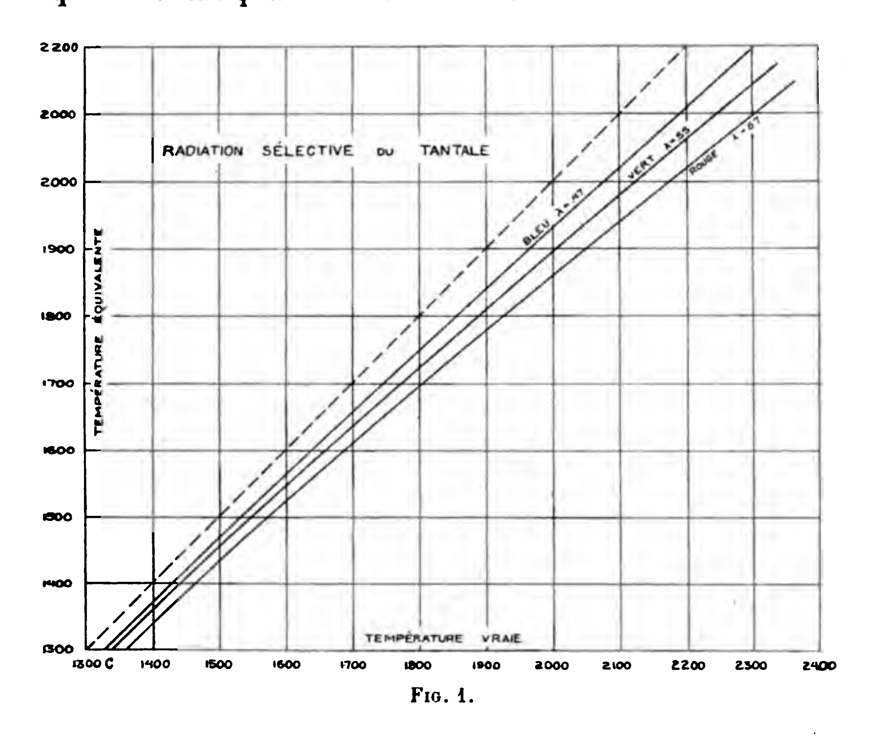


Fig. 1.

Les tableaux ci-joints donnent les résultats obtenus par cette méthode pour les points de fusion du tungstène et du tantale.

Point de fusion du tungstène.

Lampe Nos	Diamètre du filament mou	Équation	Courant Ampères	Température équivalente ($\lambda = 67\mu$)
1	0,15	$I = 1,008 - 0,0_3391\ t + 0,0_6548\ t^2$	4,23	2 850°
5	0,15	$I = 1,344 - 0_3396\ t + 0_6518\ t^2$	4,67	2 950
15	0,05	$I = 0253 + 0_4936\ t + 0_7680\ t^2$	803	2 870
34	0,26	$I = 303 + 0_3364\ t + 0_51320 t^2$	12,45	2 900
36	0,07	$I = 0395 + 0_31814 t + 0_61620 t^2$	1,855	2 905
35	0,07	$I\ \ 0445 + 0_31734 t + 0_61320 t^2$	1,527	2 907
37	0,07	$I = 9327 + 0_31605 t + 0_41750 t^2$	1,919	2 912
38	0,07	$I = 0505 + 0_31696 t + 0_61748 t^2$	1,855	2 845

Valeur moyenne de la température équivalente ($\lambda = 67\mu$). 2 892
Correction pour la détérioration .... + 50
Correction pour la radiation sélective.................... + 138
Point de fusion, température vraie...................... 3 080°

Point de fusion du tantale.

Lampe Nos	Équation	Courant Amperes	Température équivalente ($\lambda = 67\mu$)
29	$I = 0,0154 + 0,0_4232 t + 0,0_7960 t_2$	0,770	2 687
28	$I = 0299 - 0_4107 t + 0_7990 t^2$	728	2 710
27	$I = 0227 + 0_4796 t + 0_7788 t_2$	773	2 722
25	$I = 0100 + 0_7502 t + 0_7852 t^2$	783	2 730
24	$I = 0126 + 0_4331 t + 0_7924 t_2$	768	2 686

Valeur moyenne de la température équivalente ($\lambda = 67\mu$). 2 707
Correction pour la détérioration..................... + 35
Correction pour la radiation sélective................ + 163
Point de fusion, température vraie................... 2 910°

Nous avons utilisé du tungstène de diverses provenances et ayant subi des préparations différentes. Les filaments furent de différents diamètres. On remarquera qu'il n'y a pas de différence appréciable entre les points de fusion des divers échantillons, qui sont tous probablement d'un haut degré de pureté. Ceci est encore indiqué par le coefficient de température de la résistance électrique du tungstène, laquelle est donnée par :

$$R = R_0(1 + 0,0039t + 0,0_511t^2)$$

entre 0° et 2 000° C.

Le tantale vient de la maison Siemens et Halske. Son coefficient de température, entre 0° et 2 000°, est :

$$R = R_0(1 + 0,0027t),$$

ce qui indique un degré de pureté moindre que celle du tungstène.

L'astrolabe à prisme[1];

Par MM. CLAUDE et DRIENCOURT.

L'astrolabe à prisme est un instrument qui sert à observer l'instant où la hauteur apparente d'un astre atteint une valeur *rigoureusement invariable* voisine de 60°. Il est employé, soit pour la détermination de la position du zénith sur la sphère céleste à une heure donnée d'un compteur de temps par l'observation d'un certain nombre d'astres dont les positions sont supposées connues, soit au contraire pour obtenir un lieu géométrique de la position sur la sphère céleste de chaque astre inconnu observé, en partant de celle du zénith à l'instant de l'observation de cet astre supposée déterminée préalablement. Dans le premier cas, il donne simultanément la *colatitude* et l'*heure sidérale du lieu*, qui sont les coordonnées de la position du zénith par rapport au pôle et au méridien du point équinoxial γ. Dans le second, les coordonnées dans le même système de l'intersection de deux lieux géométriques d'un même astre obtenus soit au même point, soit en deux points différents, sont la *distance polaire* et l'*ascension droite* de cet astre. L'instrument est donc, comme le cercle méridien, destiné à la détermination des *positions géographiques* et des *positions des astres ;* mais, sous sa forme actuelle, il n'est pas fait, comme lui, pour donner l'azimut avec précision.

I. — MÉTHODE DES HAUTEURS ÉGALES.

La méthode que l'instrument permet d'appliquer est *celle des hauteurs égales de Gauss généralisée*, dont le principe est le suivant.

PRINCIPE DE LA MÉTHODE. — Supposons qu'on ait noté, à un compteur de temps dont la marche est connue, les heures $t_1, t_2, \ldots, t_n$, auxquelles n astres $A_1, A_2, \ldots, A_n$ ont atteint une même distance zénithale *apparente* ζ_a. A_p désignant l'un quelconque de ces astres dont la position est connue, son observation fournit, de la position Z_p du zénith du lieu sur la sphère céleste à l'heure t_p, un lieu géométrique qui est le petit cercle décrit de A_p comme centre avec la distance zénithale *vraie* $(\zeta_a + \rho_p)$ comme rayon sphérique (ρ_p = ré-

(1) Séance du 21 décembre 1906.

fraction à l'heure t_p). Il jouit de la propriété d'être perpendiculaire en chacun de ses points à la direction de l'astre A_p. Nous le désignerons sous le nom de *cercle de hauteur*, pour le distinguer de la courbe de hauteur, qui est le lieu correspondant sur la surface terrestre.

On a ainsi autant de cercles de hauteur qu'il y a d'astres connus observés; mais chacun d'eux se rapporte à une position particulière du zénith, celle qui correspond à l'heure de l'observation. A l'aide des heures notées t_1, t_2, ..., t_n, il est aisé de déplacer tous ces lieux sur la sphère céleste pour les faire se rapporter à une même position Z_0 du zénith correspondant à l'heure t_0 arbitrairement choisie du compteur de temps.

Le lieu de Z_p, par exemple, devient un lieu de Z_0, si on lui fait subir autour de la ligne des pôles une rotation égale à celle qui est nécessaire pour amener Z_p à coïncider avec Z_0, c'est-à-dire à $15[t_0 - t_p + m(t_0 - t_p)]$, en appelant m la marche du compteur sur le temps sidéral dans l'unité de temps qui sert à exprimer t_0, t_1, ..., t_n; la rotation étant comptée positivement dans le sens des ascensions droites croissantes. Cela revient à augmenter l'ascension droite α_p de A_p de la quantité

$$t_0 - t_p + m(t_0 - t_p).$$

Posons, pour abréger,

$$\alpha^0{}_p = \alpha_p + t_0 - t_p + m(t_0 - t_p),$$

et désignons par $A^0{}_p$ la position qu'occupe le centre du petit cercle après la rotation, c'est-à-dire le point qui a même distance polaire que A_p, et $\alpha^0{}_p$ pour ascension droite.

Le lieu de Z_0 ainsi obtenu est perpendiculaire à la direction azimutale de l'astre comme l'était celui de Z_p : *il peut donc être considéré comme un cercle de hauteur fourni par l'observation de l'astre fictif* $A^0{}_p$ *à l'heure* t_0, avec cette restriction cependant que le rayon reste $(\zeta_a + \rho_p)$, ρ_p correspondant à l'heure t_p et non à l'heure t_0. On observera également que, tandis que le centre A_p du lieu de Z_p n'est affecté que des *erreurs de ses coordonnées*, distance polaire δ_p et ascension droite α_p, l'ascension droite $\alpha^0{}_p$ comprend en outre l'*erreur d'observation* changée de signe commise sur t_p et l'erreur du terme $m(t_0 - t_p)$ résultant de l'*erreur sur la marche* m employée.

Si ces erreurs n'existaient pas et si, de plus, le rayon $\zeta_a + \rho_p$ était connu exactement, le cercle de hauteur résultant de l'observation de A^0_p passerait exactement par le point Z_0. On aurait ainsi autant de lieux concourant en Z_0 que d'astres connus observés. Deux de ces astres choisis de manière que leurs directions azimutales se coupent sous un angle convenable suffiraient pour déterminer Z_0.

Mais chaque lieu est affecté d'une erreur qui dépend à la fois de celle de la position du centre et de celle de rayon. Cette dernière, qui entraîne un égal déplacement du lieu, est la somme algébrique de celles de la distance zénithale apparente ζ_a et de la réfraction tabulaire ρ_p. *Admettons la symétrie de la réfraction autour de la verticale à la distance zénithale* ζ_a, et supposons, en outre, pour simplifier l'exposé, que la température et la pression n'aient pas varié durant la série des observations, en sorte que la réfraction ait conservé la même valeur ρ. (Rien ne serait plus facile, dans le cas contraire, que de tenir compte des variations de rayon, telles que $\rho_p - \rho$, pour chaque lieu.)

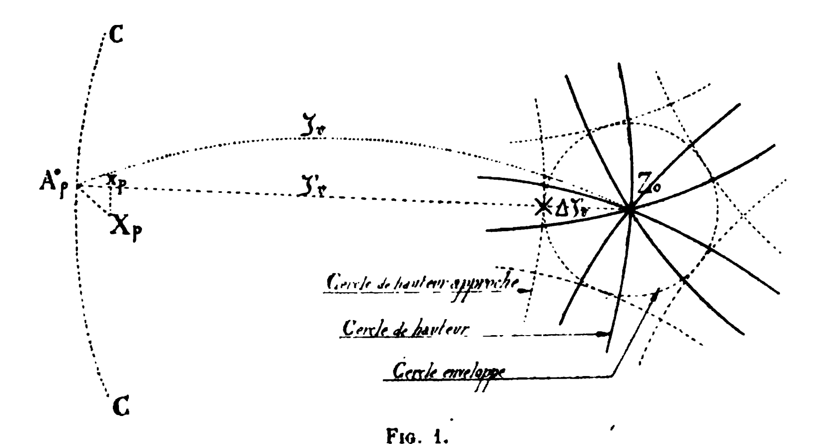


Fig. 1.

Dans ces hypothèses, ζ_a étant constant par définition, la distance zénithale vraie $\zeta_v = \zeta_a + \rho$ est elle-même une constante. Gauss a eu l'idée géniale de considérer cette constante comme *une inconnue à déterminer par les observations*, afin d'éliminer à la fois les erreurs de ses deux termes qui affectent de la même manière tous les lieux géométriques de Z_0.

Soit alors (*fig.* 1) ζ'_v une valeur approchée quelconque ζ_v, telle que :

$$\zeta_v = \zeta'_v + \Delta\zeta'_v.$$

Le *cercle de hauteur approché* tracé de A^0_p comme centre avec ζ'_v comme rayon sphérique, au lieu de passer par le point Z_0, en passera à la distance sphérique $\Delta\zeta'_v$ comptée positivement dans la direction de l'astre, abstraction faite, bien entendu, des erreurs de position de l'astre, d'observation et de marche du compteur de temps. En appliquant la même construction pour tous les astres connus observés, on aura autant de cercles, non plus concourant en Z_0 comme précédemment, mais tangents intérieurement ou extérieurement, tous dans le même sens, à un même petit cercle de rayon $\Delta\zeta'_v$ ayant pour centre Z_0.

Problème de Gauss. — Il suffit évidemment de trois cercles tangents en des points convenablement espacés, par conséquent de trois astres observés dans des directions azimutales faisant entre elles des angles convenables, pour déterminer ce *cercle enveloppe* : c'est là proprement le problème des hauteurs égales de Gauss, celui dont le grand géomètre et après lui Cagnoli ont donné des solutions directes. Il consiste à trouver sur la sphère le centre Z_0 du petit cercle CA^0_pC passant par les trois astres fictifs correspondant aux trois astres observés.

Généralisation de la méthode. — Mais on conçoit qu'avec trois astres seulement, si les erreurs de distance zénithale apparente et de réfraction tabulaire sont éliminées, celles de position des astres fictifs ont au contraire une grande influence sur le tracé du cercle qu'ils déterminent, puisque leurs composantes suivant le rayon interviennent tout entières.

Ainsi le point X_p (*fig.* 1) représentant la vraie position de A^0_p par exemple, le cercle des trois points, qui devrait passer par X_p ou par sa projection x_p sur $A^0_pZ_0$, se trouve tracé en réalité par A^0_p ; il est donc déplacé de $x_pA^0_p$, composante de l'erreur suivant le rayon $A^0_pZ_0$.

L'erreur de position de A^0_p, ainsi qu'on l'a vu plus haut, comprend trois parties :

1° L'erreur de position de A_p, résultante de l'erreur en distance polaire et de l'erreur en ascension droite. Ces composantes, qui sont tantôt positives, tantôt négatives, et dont les plus petites sont les plus nombreuses, peuvent être considérées comme des erreurs acci-

dentelles et, pour diminuer leur influence, il faut augmenter le nombre des astres observés dans la même direction azimutale;

2° L'erreur d'observation sur t_p, qui se reporte sur l'ascension droite seule $\alpha^0{}_p$. Elle se subdivise en deux : l'une, l'*erreur personnelle*, constante en général pour le même observateur ou du moins dont les variations, avec son état physiologique, avec l'éclat et la vitesse de l'astre, sont regardées comme accidentelles; l'autre variable : c'est l'*erreur d'appréciation* proprement dite; elle est, comme les erreurs accidentelles, indifféremment positive ou négative; mais sa grandeur, au lieu de suivre la loi des erreurs fortuites, augmente en moyenne avec la lenteur du mouvement en distance zénithale, et cela quel que soit l'observateur.

L'erreur, ou, comme on dit, l'*équation personnelle*, affectant de la même manière les ascensions droites de tous les astres fictifs, affecte également l'ascension droite de Z_0, c'est-à-dire l'heure sidérale, comme, du reste, dans toutes les méthodes de détermination de l'heure, et on ne peut songer à l'éliminer.

Quant à l'erreur d'appréciation, elle rentre dans la catégorie des erreurs fortuites, s'il s'agit d'astres observés dans la même direction azimutale, puisque alors ils ont même vitesse zénithale au moment de l'observation. On atténuera son influence en multipliant les observations dans la même direction azimutale;

3° Enfin, l'erreur du terme $m(t_p - t_0)$ résultant de l'*erreur sur la marche adoptée*, laquelle est très faible, si l'on a soin de comparer le compteur de temps immédiatement avant et après la série d'observations avec une pendule ou un chronomètre fixe à marche très régulière. Mais, comme cela n'est pas toujours possible, il convient de voir comment doivent être dirigées les observations pour que l'erreur de marche entraîne le minimum d'erreur sur la position de Z_0.

Nous supposerons l'instrument de mesure du temps assez parfait pour que la marche puisse être considérée comme constante durant la série, ce qui, pour un instrument déterminé, est d'autant plus admissible que l'intervalle $t_n - t_0$ entre la première et la dernière observation est plus court. La valeur absolue de l'erreur de $\alpha^0{}_p$, due à l'erreur de marche, est alors proportionnelle à $t_0 - t_p$: il y a donc intérêt à prendre pour t_0 l'heure moyenne des observations. En second lieu, elle change de signe avec $t_0 - t_p$, en sorte que, si t_0 est la moyenne des heures de passages t_p et t_q de deux astres A_p et A_q

observés dans la même direction azimutale, la moyenne des deux positions A^0_p et A^0_q sera indépendante de l'erreur de marche. Les observations dans chaque direction azimutale doivent donc être deux à deux équidistantes du milieu de la série pour que l'erreur de marche soit sans influence sur les résultats.

On voit par cette analyse de l'erreur de position d'un astre fictif que, s'il était possible, dans un temps suffisamment court, de multiplier les observations suivant *trois directions azimutales* convenablement écartées et de les répartir également dans chacune d'elles de part et d'autre du milieu de la série, en remplaçant tous les astres fictifs d'une même direction par l'astre fictif moyen, on reviendrait au cas des trois astres de Gauss : le problème serait encore déterminé et l'effet des erreurs de ζ_a et de ρ supprimé ; de plus, celui des autres erreurs serait grandement atténué.

Mais, pour que des étoiles soient observables à la même hauteur et dans le même azimut, il faut qu'elles aient la même distance polaire, et le cas de deux étoiles équidistantes du pôle se présente rarement, surtout parmi celles en nombre assez restreint qui sont *brillantes* et de position bien déterminée. Ce mode de généralisation de la méthode de Gauss n'est donc pas applicable.

On pourrait sans doute remplacer les trois directions azimutales par trois *régions azimutales* dans chacune desquelles on observerait un nombre égal k d'étoiles. En prenant une étoile de chaque région, on formerait k groupes entièrement distincts de trois observations qui, traitées séparément, fourniraient autant de solutions partielles dont on prendrait ensuite la moyenne. Mais, pour être en droit d'admettre que les k solutions partielles ont la même probabilité, il faudrait réduire suffisamment l'étendue des régions azimutales pour que, dans chacune d'elles, la vitesse zénithale des astres, dont dépend en grande partie la précision des observations, puisse être considérée comme constante. On n'aurait ainsi qu'un nombre beaucoup trop faible d'étoiles à observer dans le temps pendant lequel les variations de marche du garde-temps sont négligeables.

On se trouve donc conduit à observer dans tous les azimuts pour arriver à une élimination aussi complète que possible de l'influence des erreurs de position des astres fictifs. Les conclusions auxquelles nous sommes arrivés précédemment, pour la distribution la plus convenable des étoiles dans chaque direction azimutale ou mieux dans la région azimutale qui peut lui être substituée, subsistent. Mais

comment doit se faire la répartition entre les différentes régions? Et comment combiner ensuite les observations pour obtenir la meilleure solution? La méthode des moindres carrés fournit la réponse à ces deux questions d'une manière très simple, à la condition d'abandonner la considération des solutions partielles pour revenir à celle des lieux géométriques.

Ainsi qu'on l'a vu plus haut, le problème revient, en somme, à tracer le mieux possible le cercle enveloppe des cercles de hauteur approchés. En principe, ce cercle doit être également bien déterminé dans tous les sens. Or il faut pour cela que la densité des cercles tangents et par conséquent des étoiles à observer dans une région azimutale donnée soit inversement proportionnelle au *poids* moyen des cercles de hauteur tangents dans cette région. Quant au cercle enveloppe le plus probable, il est déterminé par la condition que $\Sigma P d^2$ soit minimum, P désignant le poids d'un cercle de hauteur approché au point où il devrait être tangent, et d sa plus courte distance au cercle enveloppe. Il suffit donc, pour connaître la répartition idéale des étoiles à observer dans les diverses régions azimutales et savoir trouver la solution la plus probable, étant donnée une série d'observations dans des azimuts quelconques, d'avoir l'expression du poids d'un cercle de hauteur approché dans le voisinage de son point de contact avec le cercle enveloppe, ou, ce qui revient au même, celle du poids du cercle de hauteur proprement dit correspondant. Car les deux cercles, dont les rayons ne diffèrent que par une constante, ont évidemment même poids aux extrémités d'un même rayon.

L'erreur probable $\delta\zeta$ d'un lieu du zénith correspondant à une erreur probable d'appréciation δt sur le temps du passage, la seule que nous ayons à considérer ici, est égale à δt multipliée par la vitesse zénithale de l'astre, laquelle a pour expression sin λ sin Z, en appelant λ la colatitude et Z l'azimut, et en prenant pour unité la vitesse d'un astre dans l'équateur. On a donc pour $(\delta\zeta)''$ exprimé en secondes d'arc en fonction de $(\delta t)^s$ en secondes de temps :

$$(1) \qquad (\delta\zeta)'' = 15 \sin\lambda \sin Z (\delta t)^s.$$

La formule qui donne l'erreur probable du temps du passage d'une étoile derrière un fil dans un instrument méridien est :

$$(\delta t)^s{}_1 = \pm \sqrt{(0,07)^2 + \left(\frac{3.2}{G \sin\delta}\right)^2};$$

δ désigne la distance polaire de l'étoile ; G, le grossissement de l'instrument ; sin δ est la vitesse azimutale de l'étoile vue à l'œil nu, en prenant toujours pour unité celle d'un astre dans l'équateur ; G sin δ est cette même vitesse dans l'instrument. La formule peut s'appliquer également aux observations de passages à une hauteur déterminée ; il suffit d'y remplacer sin δ par la vitesse zénithale sin λ sin Z. On a donc :

$$(2)\qquad (\delta t)^s = \pm \sqrt{(0,07)^2 + \left(\frac{3,2}{G \sin\lambda \sin Z}\right)^2}$$

et par suite :

$$(3)\qquad (\delta\zeta)'' = \pm 15 \sqrt{(0,07 \sin\lambda \sin Z)^2 + \left(\frac{3,2}{G}\right)^2}.$$

Le carré de l'expression inverse représente le poids cherché.

La méthode des hauteurs égales est ainsi complètement généralisée.

Importance du rôle que joue le grossissement. — La formule (2) signifie qu'il y a une limite à l'exactitude de l'appréciation du temps d'un passage et que sa valeur probable pour les observations à l'œil et à l'oreille est de $0^s,07$, comme pour les passages au méridien. Elle montre que, pour $\lambda = 90°$ et $Z = \begin{cases} 90° \\ 270° \end{cases}$, c'est-à-dire pour un astre observé à l'équateur et dans le premier vertical, l'erreur probable δt est minimum. Le second terme sous le radical se réduit alors à $\left(\frac{3,2}{G}\right)^2$, et il devient rapidement négligeable vis-à-vis du premier lorsque G augmente. Au point de vue de la *détermination de l'heure*, il n'y a donc pas intérêt, dans ce cas, à dépasser un certain grossissement, celui qui permet pratiquement d'atteindre la précision limite dans l'appréciation du temps du passage.

En dehors de l'équateur, pour obtenir cette même précision dans l'observation des étoiles à l'est et à l'ouest, il faut que le grossissement augmente dans le rapport de 1 à $\frac{1}{\sin\lambda}$. *Les forts grossissements sont donc d'autant plus nécessaires, pour la détermination de l'heure, que l'observateur se trouve plus près du pôle.*

Les cercles de hauteur approchés fournis par les étoiles observables dans le voisinage du premier vertical sont à la fois les plus précis dans le sens est-ouest et ceux qui déterminent le mieux le

cercle enveloppe suivant cette direction : c'est pourquoi nous venons de les examiner à part. Quant aux autres, ils contribueront d'autant plus efficacement à la détermination de l'heure, toutes choses égales d'ailleurs, que le grossissement sera plus élevé.

Mais ce qu'il importe de retenir, c'est que, dans tous les cas, *il y a une limite à la précision des cercles de hauteur dans le sens est-ouest* qu'on ne saurait dépasser, quel que soit le grossissement. C'est surtout par le nombre des observations qu'il faut chercher à augmenter la précision dans la détermination de l'heure.

Il en va tout autrement si l'élément à déterminer, au lieu d'être le temps, c'est-à-dire une quantité de même nature que celle qui est observée, est la *colatitude*, qui n'en dépend qu'indirectement. Les cercles de hauteur approchés qui déterminent principalement le cercle enveloppe dans le sens nord-sud et, par conséquent, la colatitude, sont ceux qui proviennent des observations circomméridiennes, c'est-à-dire pour lesquels Z est voisin de 0° ou de 180°. Le premier terme sous le radical dans la formule (3) devient alors négligeable, et elle se réduit à :

$$(\delta\zeta)'' = \pm 15 \frac{3,2}{G}.$$

L'erreur probable du cercle de hauteur fourni par l'observation d'une circomméridienne est donc inversement proportionnelle au grossissement.

Si l'on fait abstraction des erreurs de position des étoiles et des variations de marche du compteur de temps dans le cours d'une série, on conclut de là que les déterminations de latitude par la méthode des hauteurs égales sont *susceptibles d'une précision illimitée*, à la condition que l'augmentation de grossissement ne soit pas obtenue au prix d'une diminution dans la précision du pointé.

Il convient d'insister un peu sur cette question d'absence de limite de précision dans le cas des circomméridiennes pour bien marquer les rôles respectifs du compteur de temps et du grossissement. La vitesse zénithale d'un astre étant en secondes d'arc 15 sin λ sin Z, si l'erreur probable δt de l'observation du passage à une hauteur déterminée était constante, celle $\delta\zeta$ du cercle de hauteur serait, dans un lieu donné, proportionnelle à sin Z et, par conséquent, tendrait vers zéro quand on prendrait des étoiles pas-

sant de plus en plus près du méridien. Le compteur de temps remplirait ainsi l'office d'un cercle divisé dont la précision de lecture croîtrait en raison inverse de sin Z. Mais l'expression (2) de δt montre que l'erreur probable d'observation augmente quand la vitesse zénithale diminue et que, pour $G = 1$, c'est-à-dire sans grossissement, elle varie sensiblement en raison inverse de la vitesse. Le compteur de temps donne donc, pour les observations à l'œil nu, à peu près la même précision de cercle de hauteur dans tous les azimuts ; et il en est de même tant que G n'est pas assez grand pour que le terme $(0,07)^2$ ne soit plus négligeable devant $\left(\frac{3,2}{G \sin \lambda \sin Z}\right)^2$, quel que soit Z. G continuant à croître, l'inégalité de précision entre les cercles de hauteur des étoiles circomméridiennes et ceux des étoiles orientales ou occidentales s'accuse de plus en plus, la précision des derniers tendant vers une limite, tandis que celle des premiers augmente presque proportionnellement à G. Le compteur de temps reprend alors son rôle de cercle divisé à lecture de précision variable et se rapproche d'autant plus de celui qu'il jouerait, si δt était constant, que G est plus grand.

On voit tout l'intérêt qu'il y a à associer à l'instrument qui sert à noter les heures des passages un instrument de hauteurs égales doué du plus fort grossissement que l'on puisse atteindre sans nuire à la précision du pointé, afin de multiplier le plus possible les vitesses zénithales faibles.

Détermination de la position des astres. — Nous n'avons envisagé jusqu'ici qu'une partie du problème de l'astronomie de position, celle qui a pour but de déterminer la position du zénith sur la sphère céleste à une heure donnée du compteur de temps. Quelques mots suffiront pour faire comprendre comment la méthode des hauteurs égales permet de résoudre l'autre partie, celle qui consiste à déterminer la position d'un astre inconnu X.

L'observation du passage de l'astre X est englobée dans une série d'observations d'étoiles connues qui fournit la position Z_0 du zénith à l'heure t_0 du compteur et la distance zénithale vraie ζ_v ; on en déduit la position Z_x du zénith à l'heure t_x de passage de X, et on a ainsi pour l'heure sidérale T_x, qui correspond à t_x, un lieu géométrique de X qui est le petit cercle décrit de Z_x comme centre avec ζ_v comme rayon.

Si on observe les deux passages à l'est et à l'ouest, on a deux

lieux symétriques par rapport au méridien de l'astre. En faisant varier la distance zénithale d'observation, on obtiendra chaque fois un couple de lieux dont l'inclinaison sur le méridien de l'astre sera différente. Enfin, en se déplaçant en latitude, on pourra avoir des lieux orientés dans toutes les directions.

L'erreur probable de chacun des lieux se calcule aisément en fonction de l'erreur probable d'observation, de celles des coordonnées du zénith et de celle de la distance zénithale vraie ζ_v. Connaissant les poids de tous les lieux, on appliquera la méthode des moindres carrés pour avoir la position la plus probable.

Il est essentiel de remarquer que, dans cette détermination aussi bien que dans la précédente, on ne fait pas intervenir la valeur absolue de la réfraction et que seule la dissymétrie de la réfraction par rapport à la verticale peut affecter les résultats. Cette cause d'erreur peut être considérée comme du second ordre, au moins tant que la distance zénithale n'est pas trop grande.

Avantages de la méthode. — La méthode des hauteurs égales généralisées est la seule qui permette de résoudre le problème de l'astronomie de position dans toute sa généralité. Elle utilise des mesures si l'on suppose la hauteur d'observation rigoureusement invariable, et non l'un des termes d'une mesure. La quantité observée est toujours du temps, ce qui rend les observations beaucoup plus comparables et permet d'assigner à chacune sa véritable erreur probable. Les erreurs redoutables de la réfraction sont presque entièrement éliminées. La méthode fournit non des coordonnées, mais des positions, et donne le moyen de calculer leur précision. Enfin, au point de vue pratique, elle ne comporte que des observations de temps, qui sont beaucoup plus rapides et plus faciles que les lectures de cercles divisés.

Ces avantages la placent au premier rang des méthodes de l'astronomie de position.

II. — ASTROLABE A PRISME.

§ 1. Principes essentiels de l'instrument. — 1. *Conditions auxquelles doit satisfaire un instrument de hauteurs égales.* — La longue digression qui précède sur la méthode des hauteurs égales était nécessaire non seulement pour faire comprendre les avantages et l'importance de la méthode, mais encore pour mettre en évidence les

conditions indispensables auxquelles doit satisfaire un instrument pour permettre de l'appliquer. Elles sont au nombre de trois principales :

1° La distance zénithale apparente mesurée doit être rigoureusement constante;

2° Il faut que l'appareil supporte un grossissement élevé;

3° Enfin, il doit être agencé de manière qu'on puisse observer un grand nombre d'étoiles dans un temps très court.

La première condition est la plus importante : si elle n'est pas remplie, la méthode n'existe plus.

2. *Le sextant employé comme instrument de hauteurs égales. — Ses avantages et ses inconvénients.* — Une distance zénithale apparente constante, c'est un angle constant dont l'un des côtés est vertical et l'autre dirigé vers l'astre. Il faut donc un appareil susceptible de mesurer un angle invariable et disposé de manière qu'au moment de l'observation l'angle soit compris dans un plan vertical et reprenne exactement la même position par rapport à la verticale. Il n'existait jusqu'alors qu'un instrument au moyen duquel cette association d'un angle invariable avec la verticale pouvait être réalisée pour l'observation de distances zénithales égales : c'est le sextant combiné avec l'horizon artificiel à mercure. Aussi bien est-ce pour cet emploi particulier du sextant que Gauss avait imaginé la méthode des hauteurs égales. Si on fixe l'alidade dans une position quelconque, le système des deux miroirs constitue un appareil mesurant un angle constant, le double de celui des miroirs, dans un plan normal à leur intersection. En visant directement l'image d'une étoile dans l'horizon artificiel et l'astre lui-même par double réflexion dans les miroirs M, m (*fig.* 2), on n'a qu'à amener les images à passer l'une sur l'autre dans le plan vertical passant par l'axe optique de la lunette. Au moment où elles coïncident, l'intersection des deux miroirs est horizontale et, si l'axe optique est normal à cette intersection, celle-ci est perpendiculaire aux directions AM et Im des rayons directs et réfléchis sur le bain de mercure. L'appareil mesure donc bien un angle constant vertical et toujours disposé de la même manière par rapport à la verticale, puisque ses côtés AM et Im sont également inclinés sur la verticale IV du bain de mercure. Cet angle $2h$ est le double de la hauteur apparente de l'astre à l'instant de la conjonction.

Ce mode d'observation, outre les avantages inhérents à la méthode des hauteurs égales, en présente deux autres très précieux :

1° La vitesse relative des images est double de celle d'une image simple : la précision d'observation est donc la même que celle qu'on aurait en observant le passage au fil horizontal d'une image avec une lunette de *grossissement double ;*

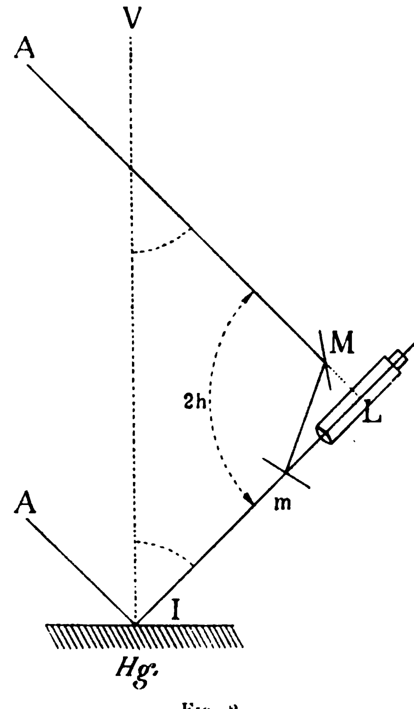


Fig. 2.

2° La lunette n'a pas besoin de réticule ; l'angle mesuré par les miroirs passant par un maximum ou un minimum lorsque le plan des rayons lumineux est normal à leur intersection, on règle la position de la lunette de manière que la ligne joignant le centre optique de l'objectif au centre du diaphragme placé au foyer soit normale à l'intersection des miroirs, et il suffit alors d'orienter l'instrument de manière que la coïncidence se produise *à peu près au centre du champ.*

Malheureusement, à côté de ces avantages, le sextant présente, au point de vue qui nous occupe, de graves défauts. On peut bien admettre que, au degré de précision que comporte le grossissement de la lunette, l'angle des miroirs reste constant tant que l'instrument est tenu verticalement dans la même position. Mais il n'en serait

plus de même si l'on employait des grossissements comme ceux que réclame la méthode des hauteurs égales pour donner une grande précision; la liaison des miroirs est trop précaire pour qu'on puisse compter sur l'invariabilité de leur angle. En outre, leur monture est très défectueuse : des miroirs même parfaits, lorsqu'ils sont mis en place, sont toujours assez déformés pour n'admettre que des grossissements faibles. Il est donc indispensable de substituer aux deux miroirs séparés un système de faces réfléchissantes absolument solidaires, parfaitement planes et le restant suffisamment pour que, placé dans sa monture, l'appareil supporte de forts grossissements. Ces faces doivent être taillées dans un même bloc de verre ou de métal; mais alors, au lieu de pouvoir faire varier à volonté la distance zénithale d'observation comme avec le sextant, il faudra un système particulier pour chaque distance zénithale.

3. *Choix de l'appareil de mesure. — Le prisme équiangle.* — Quelle est la distance zénithale qu'il convient de choisir si l'on se contente d'un système unique?

Au point de vue optique, on peut évidemment faire des systèmes correspondant à toutes les distances zénithales de 0° à 90°. Le problème qui consiste à ramener dans la même direction deux faisceaux de rayons parallèles faisant entre eux un angle donné $2h$ ou $360° - 2h$ au moyen de deux réflexions peut être résolu de diverses façons. Au lieu de faire subir les deux réflexions au même faisceau comme dans le sextant, on peut faire réfléchir une fois chaque faisceau : dans les deux cas, l'angle des faces réfléchissantes doit être la moitié de celui des deux faisceaux. On a le choix également pour la nature des faces réfléchissantes : miroirs métalliques ou de verre recouvert d'argenture, prismes à réflexions totales, prismes à réflexions intérieures sur des faces argentées, prismes à une réflexion intérieure et une extérieure. Sans vouloir entrer dans l'étude de cette question qui demanderait de trop longs développements, il nous suffira de dire que les prismes à réflexions intérieures sont les seuls systèmes acceptables, au moins pour des instruments appelés à voyager, les miroirs métalliques ou de verre argenté étant trop sujets à se piquer. Pour éviter la dispersion, les faces d'entrée et de sortie doivent naturellement être disposées de manière que les rayons incidents de chaque faisceau fassent avec la première le même angle que les rayons émergents avec la seconde; on prend en général l'incidence normale.

De tous les prismes que l'on peut ainsi imaginer pour les diverses distances zénithales, le plus simple et de beaucoup le plus satisfaisant est celui qui a pour section droite un triangle équilatéral ABC (*fig.* 3). Il est du type à réflexions totales. Deux quelconques des faces AB, AC peuvent être prises comme faces réfléchissantes, chacune d'elles servant en même temps de face d'entrée pour le faisceau qui se réfléchit sur l'autre ; la troisième, BC, est la face d'émergence. L'angle A étant de 60°, ce prisme correspond à la hauteur de 60° ou à la distance zénithale de 30°.

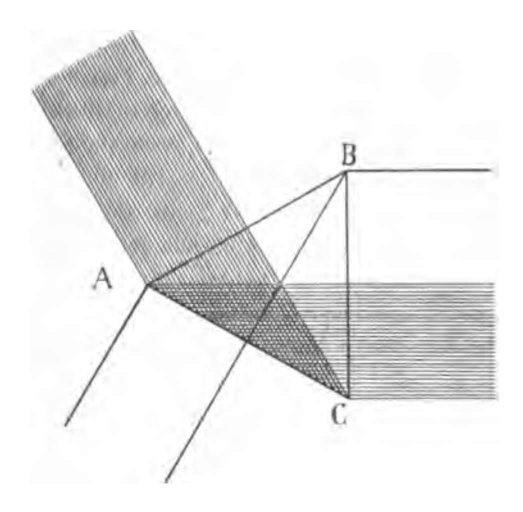


Fig. 3.

Dans sa position normale, la face BC est placée verticalement. La direction commune d'émergence des deux faisceaux au moment de la coïncidence est donc horizontale, et la lunette est placée horizontalement. Grâce à ses propriétés géométriques, le prisme triangulaire équiangle peut être construit avec une grande perfection, comme on le verra plus loin, ce qui facilite beaucoup le réglage.

Au point de vue astronomique, la distance zénithale de 30° qu'il permet d'observer est celle qui convient le mieux pour la détermination du zénith. Elle marque à peu près la limite qu'il ne faut pas dépasser si l'on ne veut pas avoir à craindre d'erreurs provenant de la dissymétrie de la réfraction par rapport à la verticale ; et, d'autre part, elle est suffisante, sauf dans les régions polaires, pour donner

à l'observateur un grand nombre d'étoiles bien déterminées parmi lesquelles il peut faire un choix raisonné.

Telles sont les raisons qui ont fait donner la préférence au prisme triangulaire équiangle dans l'astrolabe à prisme.

Mais ce n'est pas assez que les faces de ce prisme soient taillées avec une extrême perfection, il faut encore que leur planéité ne soit pas altérée par la monture qui le maintient dans sa position par rapport à la lunette, ou du moins qu'elle le soit si peu que la netteté des images n'en souffre pas, même avec de très forts grossissements. On verra plus loin comment M. Jobin est parvenu à résoudre ce problème dans les instruments qu'il construit.

4. *Grossissement.* — Nous avons dit que l'un des avantages du mode d'observation au sextant et à l'horizon artificiel est de doubler la vitesse zénithale correspondant au grossissement de la lunette, ce qui équivaut à doubler le grossissement de celle-ci. Comme, dans les lunettes à réticule, on ne peut augmenter le grossissement qu'en augmentant la distance focale de l'objectif, puisque, au delà d'une certaine limite, le grossissement par l'oculaire augmente le diamètre apparent des fils et diminue dans le même rapport la précision des pointés, on peut dire aussi que ce mode d'observation, comparé à celui du passage au fil horizontal dans une lunette à réticule, a pour effet de réduire de près de moitié la longueur de celle-ci pour la même précision.

Le deuxième avantage, l'absence de réticule, permet d'aller encore plus loin dans cette voie; car alors il n'y a plus d'autre limite au grossissement par l'oculaire que celle à partir de laquelle les images cessent de paraître fines. Avec de bons objectifs et en employant comme oculaires des microscopes, on parvient à atteindre, dans des instruments très portatifs, les grossissements des grands instruments d'observatoires, les images, celles des petites étoiles surtout, restant toujours très fines.

5. *Rapidité d'observation.* — *Bain de mercure.* — Nous n'avons pas encore parlé de la rapidité des observations. On ne sera pas étonné d'apprendre que, avec le sextant, elle est extrêmement faible. L'expérience est là pour prouver que les plus habiles observateurs ne peuvent guère prendre plus de cinq à six étoiles dans une soirée. Cela tient sans doute à ce que le nombre des étoiles observables avec cet instrument est très limité, mais aussi et surtout à ce que, à chaque observation, il faut un certain temps pour se préparer :

l'observateur doit orienter son horizon à mercure à vue et s'orienter lui-même ensuite dans le vertical où se trouvera l'astre au moment de son passage, ce qui, même avec l'aide d'une boussole, ne laisse pas que de présenter quelque difficulté.

Pour obtenir la rapidité désirable avec la lunette munie de son prisme, il est nécessaire de faire tourner à la fois lunette et bain de mercure pour les diriger dans un azimut quelconque calculé d'avance comme on fait pour la lunette d'un théodolite. Si la chose ne souffre aucune difficulté pour la lunette, elle n'est possible, étant donnée la mobilité des horizons ordinaires à mercure, que si l'on fait usage d'un bain de mercure spécial dérivé du *bain de mercure amalgamé* et qui en diffère principalement par la minceur de la couche de mercure. Les oscillations de cette faible masse de mercure, rendue légèrement pâteuse par l'amalgame et par conséquent un peu moins mobile, sont amorties très rapidement par ce fait que la cuvette de l'horizon, en cuivre rouge amalgamé, est mouillée par le liquide. Cet amortissement est rendu encore plus complet par la forme des bords taillés en pente très faible et sur lesquels viennent mourir les oscillations comme la houle sur les plages.

L'amortissement est d'autant plus énergique que la couche de mercure est plus mince. Il ne faut cependant pas aller trop loin dans ce sens, autrement on s'exposerait à n'avoir plus une surface horizontale. On reconnaît assez aisément qu'on a dépassé la limite à ce fait que les oscillations deviennent apériodiques. En pratique, il est bon de dépasser un peu l'épaisseur qui correspond à cette limite.

Des expériences exécutées avec deux astrolabes du modèle géodésique de M. Jobin (grossissement 75), disposés de manière à faire autocollimation de l'un sur l'autre par l'intermédiaire du bain de l'un d'eux, ont montré qu'avec une couche de $0^{mm},7$ d'épaisseur l'autocollimation n'est pas détruite lorsqu'on fait tourner la cuvette, à la condition que le fond soit parfaitement amalgamé.

§ 2. Description de l'instrument. — Les principes essentiels de l'instrument étant posés, nous allons donner maintenant sa description et celle de ses divers organes.

1. *Description générale de l'instrument.* — Nous prendrons comme type l'astrolabe à prisme modèle géodésique ou moyen modèle de M. Jobin, représenté *fig.* 4, qui est le plus couramment employé.

La lunette AA à prisme C, comportant un axe de rotation *a* avec secteur divisé M et un trépied D, est disposée, ainsi que l'horizon de

mercure H, sur une pièce E qui peut tourner autour d'un axe K porté par trois vis calantes L au moyen desquelles il est rendu vertical par l'observation du niveau sphérique *r*.

La lunette étant amenée par rotation autour de *a* dans sa position normale, c'est-à-dire l'index de M étant au zéro, on amène l'aiguille du déclinatoire B fixé sur la lunette dans la direction de la ligne de foi tracée parallèlement à l'axe optique en faisant tourner la pièce E et, par suite, tout le système autour de K. Puis, sans plus toucher à la partie supérieure, on desserre la vis de pression du cercle horizontal N pour le rendre mobile autour de son axe, et on le fait tourner jusqu'à ce que son index marque la déclinaison du lieu si elle est N.-E. et son complément à 360° si elle est N.-O. Le cercle se trouve ainsi orienté. Pour observer une étoile dont on connaît l'azimut Z au moment de son passage au cercle de distance zénithale (30° + réfraction), il suffit alors de faire tourner la pièce E jusqu'à ce que l'index de N marque Z.

Il importe, dans la pratique, de pouvoir corriger l'azimut de la lunette quelques instants avant la conjonction sans toucher au bain de mercure, qui doit rester immobile jusqu'à la conjonction pour qu'à ce moment l'image réfléchie soit nette. C'est pourquoi la lunette a été pourvue d'un axe de rotation spécial *a* avec secteur de cercle horizontal M, qui permet de lire la correction à apporter à l'azimut primitif marqué par l'index de N.

Lorsque l'instrument est réglé et prêt pour l'observation, la position des divers organes est la suivante :

L'axe optique de la lunette se meut dans un plan horizontal;

La face du prisme tournée vers l'objectif est normale à l'axe optique;

Les arêtes du prisme sont horizontales.

Il est bien entendu que ces conditions ne sont nullement nécessaires. La seule qui importe est la perpendicularité de l'axe optique et de l'intersection des deux faces réfléchissantes; encore suffit-il qu'elle soit réalisée à 2′ ou 3′ près. Mais il est bon, pour la commodité et la rapidité des observations, que ces conditions soient remplies le mieux possible.

Enfin, pour la stabilité de la surface réfléchissante du bain de mercure, les bords de la cuvette doivent rester dans un plan horizontal.

On a été conduit, pour donner à l'observateur les moyens de

réaliser aisément ces conditions de bon fonctionnement, à introduire dans l'appareil un certain nombre de dispositifs de réglage que montre la *fig.* 4. Nous les exposerons en détail au fur et à

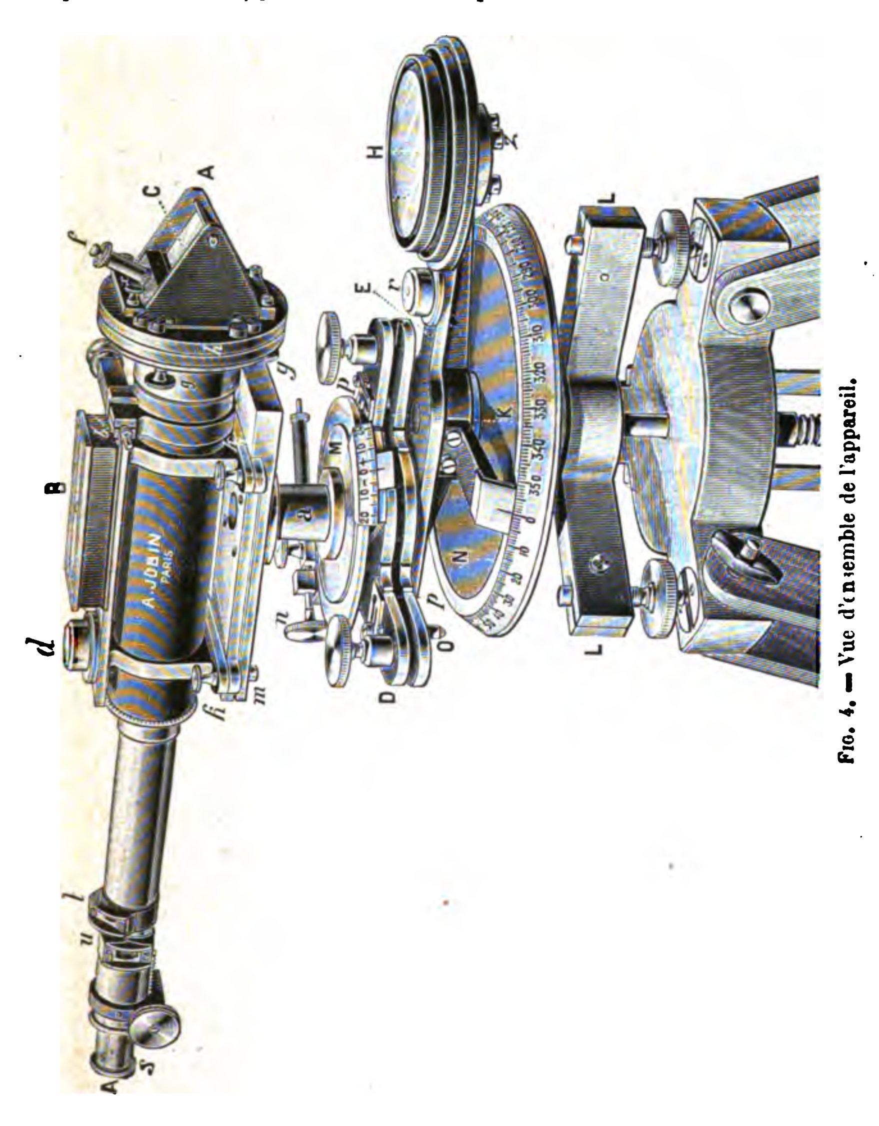


Fig. 4. — Vue d'ensemble de l'appareil.

mesure qu'ils se présenteront dans la description particulière des divers organes.

2. *Lunette.* — Le corps de la lunette est porté par deux colliers munis d'oreilles qui servent à les fixer au moyen des boutons de serrage *k* sur une plaque solidaire de l'axe *a* : il peut ainsi être séparé du reste de l'appareil et remis en place par la manœuvre très simple des boutons de serrage *k*.

Sur la partie supérieure des colliers est fixée une plaque portant la boussole B et le niveau sphérique *d* réglable au moyen de trois vis : la bulle du niveau doit être au centre du cercle tracé sur la glace lorsque l'axe *a* est vertical.

Devant l'objectif de la lunette est disposé le prisme C dont la monture, qui sera décrite plus loin, est fixée à un tube chaussant dans toute la longueur du corps de la lunette. Ce tube porte à l'avant une pièce en équerre placée entre la tête de la vis *b* et la tête d'une pompe à ressort antagoniste. On peut ainsi, en agissant sur le bouton à carré *b*, amener les arêtes du prisme à être horizontales. Ce réglage, qui n'a pas besoin d'une grande exactitude — car on le parachève à chaque observation — est obtenu une fois pour toutes ; le dispositif ci-dessus, très stable, le maintient suffisamment pour qu'il n'y ait qu'à le vérifier de temps en temps.

On peut faire tourner la lunette autour de l'axe *a* rapidement à la main, la pince *n* étant desserrée, ou très lentement avec la vis de rappel, la pince étant serrée. On a ainsi la possibilité d'amener par l'un et l'autre moyen la conjonction des images à se faire dans le plan vertical passant par l'axe optique de la lunette sans ébranler l'horizon de mercure.

Dans sa rotation autour de *a*, la lunette entraîne le secteur divisé M qui se déplace devant un index fixe. La division s'étend à 20° de part et d'autre du zéro ; elle est marquée + d'un côté et — de l'autre, de manière qu'on lise directement avec son signe la correction à apporter à la lecture du cercle de calage N pour avoir l'azimut de la lunette.

L'axe *a* est monté sur un trépied D dont les vis calantes occupent les sommets d'un triangle rectangle ayant l'un de ses côtés de l'angle droit dans la direction de la lunette lorsque l'index est au zéro. La vis de l'extrémité avant de ce côté permet de rendre la lunette horizontale sans changer l'inclinaison des arêtes du prisme. La vis D, au contraire, permet de rendre horizontales les arêtes du prisme sans changer l'inclinaison de la lunette. Sa manœuvre est constante en cours d'observation pour amener les images directe et réfléchie *à passer aussi près que possible l'une de l'autre* (condition

plus favorable que la conjonction proprement dite pour la précision de l'observation). La lunette étant réglée une fois pour toutes, au moyen du couple de vis m, à avoir son axe optique perpendiculaire à l'axe a, on n'aura presque pas à toucher à l'autre vis.

Le trépied D repose par trait-point-plan sur une contre-partie de même forme fixée à demeure sur la pièce E. Le trépied et sa contre-partie sont rendus solidaires au moyen de deux pompes à ressorts O, O qui font serrage dans deux verrous p, p. En soulevant O avec le doigt et dégageant p, on peut séparer complètement la partie supérieure de l'appareil du reste de l'instrument. On la remet en place par le procédé inverse.

3. *Réticule et oculaires.* — Les images directe et réfléchie se font dans le plan focal de l'objectif, à la hauteur de la fenêtre t où est placé le *réticule*, composé, comme celui du sextant, de quatre fils en croix formant un carré. C'est le centre de ce carré qui, avec le centre optique de l'objectif, définit l'axe optique de la lunette. Le côté de ce carré, qui est d'environ 5′, a été calculé par la condition que, lorsque l'instrument est réglé, l'erreur sur la hauteur simple mesurée soit inférieure à 0″,1 pour toute conjonction produite entre les deux fils verticaux.

La fenêtre t peut être masquée ou découverte en faisant tourner la monture qui la couvre. Lorsqu'elle est découverte, on peut, à travers la petite glace de protection, éclairer par côté les fils du réticule qui apparaissent ainsi brillants sur fond noir. Cet éclairage est rendu très pratique par le dispositif suivant :

Une petite lampe à incandescence est placée dans une monture convenable qui se termine par deux jours faisant pince et pouvant se fixer par simple pression sur la fenêtre à éclairer. Une pile sèche se place sur la boussole, où elle est maintenue par un caoutchouc. Un contact à portée de la main de l'observateur (*fig.* 5) permet de produire la lumière au moment voulu. Tous ces éléments, piles, fils, lampes, se trouvent couramment dans le commerce.

A défaut de dispositif électrique, on peut très bien se servir d'une lampe ordinaire pour éclairer le réticule; mais c'est un peu moins commode.

Lorsque le ciel est très noir et, par suite, le champ sombre, il est très utile, pour l'observateur qui attend un passage d'étoiles l'œil à l'oculaire, de pouvoir éclairer les fils de temps en temps pour guider son œil de manière à bien fixer le champ.

Le triple problème qui a été résolu ici, tant par l'adoption de ce système d'éclairage des fils que par l'emploi de microscopes comme oculaires, est le suivant :

a) Rendre la vision commode ;

b) Obtenir des grossissements élevés ;

c) Donner la possibilité de rendre à volonté le réticule visible dans le champ sombre à l'aide d'un dispositif simple, de façon à pouvoir amener la conjonction à se faire dans le vertical de l'axe optique de la lunette.

Le *microscope de visées* qui sert pour l'observation est mis au point par une crémaillère. Il peut recevoir deux oculaires proprement dits donnant, l'un 45, l'autre 75 environ, pour le grossissement total de la lunette dans le modèle géodésique que nous décrivons. Son emploi rend la vision particulièrement commode : les images sont nettes et faciles à voir dans le champ. En outre, le grossissement peut être poussé sans inconvénient aussi loin que le permettent la puissance et la qualité de l'objectif d'une part, la perfection de la taille du prisme de l'autre : il n'en résulte aucune gêne pour l'observation.

Le réglage de la position du prisme C par rapport à l'axe optique de la lunette s'effectue et se vérifie au moyen d'un *viseur autocollimateur* qui se trouve dans les accessoires de l'instrument. Il se compose d'un objectif de faible grossissement devant lequel est disposée une glace transparente à 45° de l'axe optique. Il fonctionne avec l'un ou l'autre des deux oculaires du microscope de visée.

Lorsqu'on veut s'en servir, on le chausse à la place du microscope de visée en ayant soin de placer la glace réfléchissante à peu près verticalement et tournée vers la droite. Avec la crémaillère, on amène alors cette glace devant la fenêtre *u* en bonne position pour la suite de l'opération. On met le viseur au point sur les fils du réticule, qu'on éclaire au besoin un moment à l'aide d'une lumière placée devant le prisme de la lunette; puis on dispose devant la fenêtre *u* une source lumineuse quelconque, le dispositif de lampe électrique décrit plus haut ou, à défaut, une lanterne. Le faisceau qui pénètre par *u* se réfléchit sur la glace à 45° du viseur et va traverser nécessairement le plan du réticule et l'objectif de la lunette. La lunette étant parfaitement réglée à l'infini, c'est-à-dire les fils du réticule étant exactement dans le plan focal de l'objectif de la lunette, chaque point des fils éclairés envoie un faisceau qui, pas-

sant par l'objectif, en sort parallèlement à l'axe optique du faisceau incident, se réfléchit sur la face verticale du prisme, revient passer comme faisceau parallèle à travers l'objectif et forme une image symétrique du point lui-même par rapport à la normale à la surface réfléchissante menée par le centre optique de l'objectif. On voit donc apparaître à côté des fils réels des fils réfléchis qui coïncident avec les fils réels opposés, lorsque l'axe optique est normal à la face verticale du prisme.. Si cette coïncidence n'a pas lieu, on la réalise en agissant sur les vis de calage *h* de la monture du prisme. Le réglage se trouve ainsi effectué.

Cette opération d'autocollimation permet, en outre, de vérifier jusqu'à un certain point la perfection de taille du prisme et le bon fonctionnement de sa monture qui ne doit pas altérer les qualités optiques du prisme nu. En effet, les faisceaux réfléchis en partie une première fois sur la face verticale du prisme traversent néanmoins cette face et vont se réfléchir totalement sur l'une des faces inclinées et normalement sur l'autre. On a ainsi une triple autocollimation sur les trois faces du prisme, qui fournit par conséquent dans le plan focal de l'objectif trois images du réticule. Leur netteté est une vérification de la planéité des faces. Leur superposition fournit une vérification de la précision avec laquelle a été atteinte la valeur des angles de 60° et le parallélisme des arêtes.

4. *Prisme et monture.* — Le *prisme*, qui est la partie capitale de l'instrument, doit avoir, nous l'avons dit, des faces très planes pour fournir, par réflexion, des images nettes permettant de donner à l'oculaire de forts grossissements. Cette grande planéité s'obtient par les procédés interférentiels. Dans les prismes de M. Jobin, elle est réalisée à moins d'un quart de frange. L'égalité des angles ainsi que le parallélisme des arêtes y sont atteints également avec une très grande précision (à 2″ près environ), ce qui simplifie et facilite le réglage de l'instrument, qui peut se faire alors par simple autocollimation sur la face verticale, comme on vient de le voir.

La *monture métallique du prisme* le soutient par ses faces. Des flancs de métal mince protègent le prisme du côté de chacune de ses bases. Verticalement, le prisme est adossé contre une rondelle reliée au corps de la lunette par trois vis *h* avec ressorts antagonistes.

Cette rondelle porte deux pièces d'appui à 60° en métal feutré

disposées parallèlement aux deux autres faces du prisme, qu'elles épousent ainsi en laissant à découvert la surface utile pour le passage des rayons lumineux. La pièce d'appui inférieure est fixe. Celle du haut est amovible au moyen de deux boutons x, ce qui permet d'enlever complètement le prisme pour le nettoyer, le retourner, etc. Elle porte une contre-plaque de serrage, feutrée également, qui maintient le prisme par la pression d'une pompe à ressort f.

La position du prisme dans cette monture est très stable, bien que les pressions soient très douces et qu'aucune déformation sensible par pression anormale ne soit à craindre, ainsi qu'on peut le vérifier par autocollimation sur l'appareil lui-même, comme il a été indiqué plus haut.

La plate-forme avec la monture du prisme qu'elle porte est amovible complètement au moyen des trois boutons g. On peut ainsi, dans les voyages de longue durée, enlever tout le système du prisme sans le sortir de sa monture et le placer dans un gainage spécial où il est mieux à l'abri des accidents. Une fois les travaux commencés sur le terrain, et quand les stations d'observation se succèdent fréquemment, on peut laisser sans inconvénient le prisme en place sur la lunette dont le gainage prévoit cette position du prisme.

Avec les divers organes de la monture du prisme, on peut régler exactement la position de ce dernier. On sait déjà que les vis de calage h servent à rendre la face verticale du prisme normale à l'axe optique de la lunette par un procédé qui est aussi pratique sur le terrain que dans un observatoire.

Le bouton b sert à orienter les arêtes du prisme parallèlement au bain de mercure. Cette opération peut se faire en cours de campagne à l'aide d'un fil à plomb que l'on observe en enlevant l'oculaire et se plaçant à distance convenable. L'axe a étant supposé nivelé, on doit voir les deux tronçons du fil à plomb séparés par l'arête dans le prolongement l'un de l'autre.

On arrive plus rapidement et plus exactement à rendre les arêtes du prisme horizontales en se servant d'une équerre optique que l'on substitue au prisme à 60° de l'appareil pour faire une visée autocollimatrice sur un bain de mercure convenablement disposé. Ce procédé permet de régler en même temps, à l'aide des vis m, l'horizontalité de l'axe optique de la lunette.

5. *Horizon de mercure.* — La cuvette H de l'horizon à mercure

est en cuivre rouge. Elle est montée sur un cône ajusté avec soin dans une fourrure conique en bronze portée par la pièce E. L'axe de la fourrure est réglé une fois pour toutes au moyen du système de trois doubles vis z de manière à être parallèle à l'axe K, autour duquel tourne E ; en sorte que, K étant nivelé, H le sera aussi, et cela quelle que soit la manière dont on aura engagé le cône de H dans son logement.

Lorsqu'on veut se servir de l'horizon, on verse du mercure dans la cuvette de manière qu'il atteigne les bords sans former de ménisque. L'excès de mercure coule dans la rigole pratiquée autour de la cuvette. On débarrasse la surface des impuretés qui la salissent en passant à plusieurs reprises un tube de verre qu'on fait tourner entre les doigts en l'appuyant sur les bords de la cuvette.

Pendant les observations, l'horizon de mercure est abrité du vent au moyen d'une boîte spéciale en bois noir que l'on chausse sur l'horizon de mercure en ayant soin d'en orienter convenablement les ouvertures par rapport à l'axe de la lunette dans sa position normale. Ces ouvertures sont disposées de manière à laisser passer les faisceaux incident et réfléchi. L'intérieur de la boîte est étagé par un certain nombre de chicanes, de façon à rendre l'abri plus efficace.

Dans le gainage, le cône de H est mis à l'abri du mercure (gouttes ou vapeurs) au moyen d'un chapeau vissé qui le recouvre entièrement.

6. *Alidade et cercle divisé.* — La pièce E sur laquelle sont disposés, d'un côté la lunette et ses accessoires, de l'autre l'horizon de mercure, tourne autour de l'axe K. Elle porte à cet effet un long cône qui s'engage dans une contre-partie conique creusée dans une douille en bronze solidaire du trépied L. Un niveau sphérique r, réglable comme d par trois vis, permet de rendre l'axe K vertical.

La douille comporte, outre le cône intérieur, un cône extérieur sur lequel vient se chausser le cercle N divisé en degrés. Ce cercle est mobile sur son cône ; il peut être fixé au moyen d'une vis de pince placée entre deux branches du trépied L.

On voit, par cette description, avec quel soin les instruments de M. Jobin sont étudiés dans tous leurs détails et quelles ingénieuses solutions il a su trouver pour toutes les questions qui se posaient encore lorsqu'il a entrepris la construction de l'astrolabe à prisme.



Le type qu'il a créé est à ce point complet qu'on peut le considérer comme définitif.

7. *Autres modèles.* — Outre le modèle géodésique décrit ci-dessus, M. Jobin construit deux autres modèles, le grand et le petit,

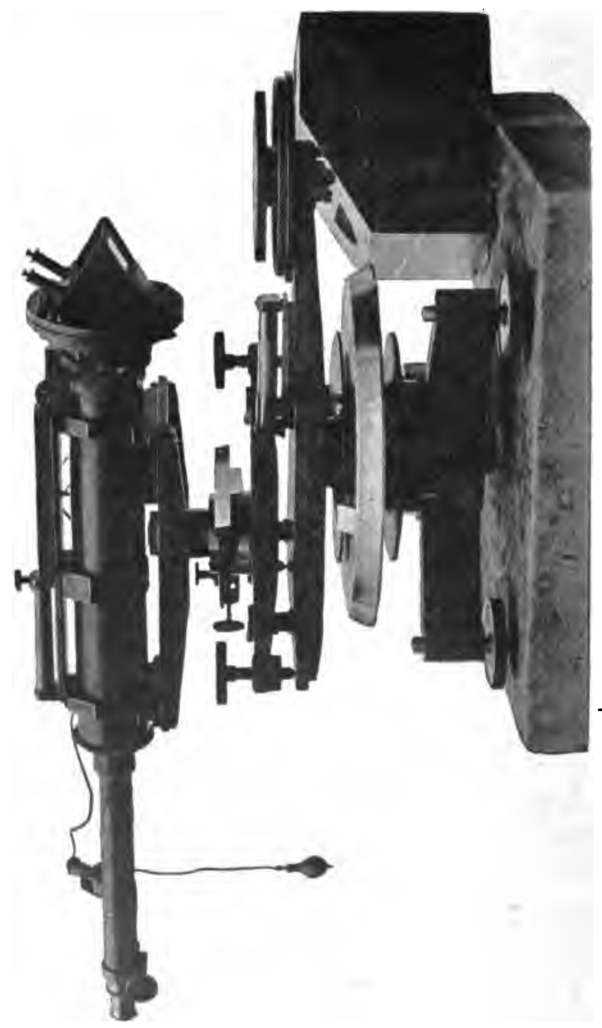


Fig. 5.

qui ne diffèrent du premier que par leurs dimensions et par quelques détails de construction.

Le *grand modèle* (*fig.* 5) a une ouverture d'objectif de 61 milli-

mètres au lieu de 45 millimètres, qui est celle du modèle géodésique; son grossissement est le double, 150 au lieu de 75. Il porte deux niveaux à fioles cylindriques réglables. Trois loquets à ressort qu'on engage ou qu'on dégage par rotation au moyen d'une manette remplacent les deux verrous *p* et les deux loquets O. Le grand prisme est maintenu par deux pompes *f*.

Dans le *petit modèle*, l'ouverture de l'objectif n'est que de 22 millimètres; le grossissement, 30. Les organes essentiels sont les mêmes que ceux du modèle géodésique, avec toutefois quelques simplifications qu'ont permis, d'une part le grossissement plus faible, d'autre part une recherche proportionnellement moins précise des réglages.

Les axes *a* et K ne sont pas distincts; l'appareil n'a qu'un axe avec deux portées : la portée supérieure autour de laquelle peut tourner la lunette seule, la pince *n* étant desserrée; la portée inférieure, autour de laquelle peut tourner l'alidade E et, par suite, l'horizon H. En serrant *n*, on rend la lunette solidaire de E et de H dans le mouvement de rotation autour de l'axe.

Le trépied intermédiaire D est supprimé. La manœuvre de la vis D pour rendre les arêtes du prisme horizontales en cours d'observation est remplacée par celle de la vis *b*, qui est ici tout à fait à portée de la main.

§ 3. PRÉPARATION DES OBSERVATIONS. — MISE EN STATION DE L'INSTRUMENT. — PROCÉDÉ D'OBSERVATION. — Nous ne répéterons pas ce que nous avons dit ailleurs [1] sur la *préparation des observations*. Rappelons seulement que le travail est très simplifié par l'emploi d'un *abaque à transparent*, qui donne à vue l'angle horaire et l'azimut d'une étoile au moment de son passage au cercle de 30° de distance zénithale en fonction de sa distance polaire et de la latitude du lieu. Deux *nomogrammes* à points alignés qui donnent l'azimut d'une circomméridienne en fonction des mêmes éléments complètent heureusement cet abaque [2].

Enfin un *Catalogue d'étoiles brillantes* [3] comprenant 3800 étoiles a été dressé par le regretté M. Bossert, astronome à l'Observatoire de Paris, pour l'usage spécial de l'astrolabe. Les étoiles y sont

(1) Voir *Revue générale des Sciences* du 30 décembre 1905, p. 1079.

(2) L'abaque et les nomogrammes de préparation sont en vente au Service hydrographique sous les numéros S. H. 27, 27 *bis* et 27 *ter*.

(3) Gauthier-Villars, éditeur.

rangées par distances polaires croissantes de degré en degré et, dans chaque degré, par ordre d'ascensions droites.

Tous les instruments, même le grand modèle, se montent sur un pied à trois branches. La *mise en station* consiste à niveler les deux axes, à préparer le bain de mercure et à orienter le cercle N de calage. Si le fond de la cuvette est bien amalgamé, l'opération ne prend pas plus de cinq minutes. L'orientation de N s'obtient d'abord, comme il a été dit, approximativement avec la boussole B et s'achève par l'observation d'une étoile d'azimut connu.

L'*observation* consiste, comme avec le sextant et l'horizon artificiel, à amener les images directe et réfléchie à passer entre les deux fils verticaux, l'une à côté de l'autre, juste assez près pour que les images restent distinctes. La manœuvre combinée des vis *n* et D (celle de la première pouvant être remplacée par la manœuvre de la lunette à la main) permet d'y arriver aisément. On note l'heure à laquelle les images sont à la même hauteur. La lunette restant horizontale, l'observateur peut s'asseoir et suivre ainsi commodément la marche des images en hauteur. Une minute suffit pour observer une étoile à marche rapide. Avec une liste de calages assez complète, on peut observer en une heure une quarantaine d'étoiles.

§ 4. Précision des résultats. — L'erreur probable du cercle de hauteur d'une *circomméridienne* calculée avec la formule (3) pour le grossissement effectif $G = 75 \times 2 = 150$ du modèle géodésique est $\pm 0'',32$. Elle descend à $\pm 0'',16$ pour le grand modèle, et elle n'est encore que de $\pm 0'',80$ pour le petit.

L'observation d'une étoile horaire à l'équateur a pour erreur probable $\pm 0^s,07$, $\pm 0^s,07$ et $\pm 0^s,09$ avec le grand, le moyen et le petit modèle d'après la formule (2).

Ces chiffres représentent assez exactement les erreurs probables réelles, comme on peut s'en rendre compte en comparant les écarts par rapport au cercle enveloppe des cercles de hauteur donnés par l'observation d'une même étoile à différents soirs. A cause des erreurs de position des étoiles, les écarts par rapport au cercle enveloppe des cercles de hauteur approchés provenant des diverses étoiles d'une même série sont notablement plus grands, et les erreurs probables absolues sont plus fortes que celles qui résultent des formules (2) et (3).

En fait, lorsque les étoiles sont choisies de manière à bien déterminer le cercle enveloppe dans tous les sens, les différentes valeurs

de la colatitude obtenues avec des séries d'une heure à l'astrolabe du modèle géodésique par un bon observateur ne diffèrent guère de plus de $0^s,3$ à $0^s,4$. Partant de cette concordance, on peut en conclure que, abstraction faite de l'équation personnelle, l'erreur sur l'heure fournie en même temps par chaque série ne dépasse pas $\frac{0^s,03}{\sin \lambda}$.

Dans la détermination de la différence de longitude Paris-Brest, qui a été exécutée par l'Observatoire du Bureau des longitudes en avril 1906, les observateurs étaient doublés à chaque station. La comparaison des heures obtenues par les deux observateurs d'une même station à chaque série fournira, au sujet de la précision avec laquelle l'instrument permet de déterminer l'heure, des données encore plus certaines. Les calculs de cette opération sont aujourd'hui entièrement terminés, et les résultats définitifs pourront être donnés prochainement.

Enfin, l'observation du passage de la Lune dans les régions équatoriales fournit la longitude absolue avec une précision tout à fait comparable à celle que donne l'observation des occultations. Les nombreux résultats obtenus dans les opérations de délimitation du Congo et du Kameroun par MM. Mailles et Dardignac, de la mission Moll, et par M. l'ingénieur Michel, de la mission Cottes, sont à cet égard des plus concluants.

On voit que l'astrolabe à prisme du type Jobin est digne de porter le nom d'instrument de hauteurs égales, puisque, aussi bien en pratique qu'en théorie, il réalise les promesses de la méthode des hauteurs égales généralisée.

Sur le réglage des transformateurs à la résonance pour la production des décharges disruptives (1);

Par M. Blondel.

Introduction. — On sait que, depuis plusieurs années, on emploie avec avantage pour la production des décharges à haute tension,

---

(1) Séance du 15 mars 1907.

concurremment aux bobines de Rhumkorff, des transformateurs alimentés par des courants alternatifs. Ce dispositif a été introduit d'abord par M. Tesla et M. d'Arsonval. Ils ont imaginé divers artifices pour éviter plus ou moins complètement la production d'un arc permanent à l'exploseur, notamment le soufflage par l'air (Tesla) et l'addition d'une self-induction sur le circuit primaire (d'Arsonval).

M. Abraham (¹) a montré par la photographie des étincelles qu'un condensateur placé en dérivation aux bornes secondaires a pour effet de fractionner la décharge.

Plus récemment on a reconnu qu'il y a avantage à établir une résonance entre les self-inductions mises en jeu et la capacité placée aux bornes secondaires, par rapport à la fréquence des courants alternatifs employés (²). Ce réglage est employé depuis quelques années dans plusieurs installations de télégraphie sans fil à l'étranger et même en France, et est surtout connu depuis un travail publié sur ce sujet par M. Seibt en 1904 (³).

Les maisons Gaiffe, en France, et Koch, en Allemagne, ont utilisé dès 1903 un montage analogue pour les transformateurs destinés aux usages de laboratoire ou médicaux, notamment pour les rayons Röntgen, et l'usage en est depuis lors assez répandu.

Mais il ne semble pas que la théorie du réglage à la résonance ait été faite jusqu'ici d'une manière complète.

Le but de cette note est d'expliquer l'utilité de ce réglage, de montrer comment la résonance peut être provoquée à volonté par un réglage du circuit primaire ou par un réglage du circuit secondaire, ou par les deux à la fois, et comment on peut obtenir ces effets avec la plus grande intensité.

Caractères du régime varié. — Appelons e_1 et u_2 la *force électromotrice* primaire et la *différence de potentiel* aux bornes secondaires, communes avec celles du condensateur ; R_1 et R_2, les résistances des circuits primaire et secondaire ; L_1, L_2, leur self-inductance ;

(¹) *C. R. de l'Académie des Sciences*, 1899, et *Société française de Physique*, 5 mai 1899.

(²) Personnellement, j'avais signalé dès 1902 au Service de la Télégraphie militaire, à l'occasion d'essais effectués en commun au phare des Baleines par ce Service et par le Service des Phares, le réglage à la résonance au moyen d'une self-induction primaire, comme application du phénomène connu sous le nom d' « effet Ferranti ».

(³) *Elektrotechnische Zeitschrift*, 7 avril 1904, et *Eclairage électrique*, 30 juillet 1904.

M, l'inductance mutuelle entre les deux circuits ; C, la capacité du condensateur ; c, la vitesse de pulsation $\omega = \frac{2\pi}{T}$ de la force électromotrice primaire. Nous écrivons immédiatement les équations bien

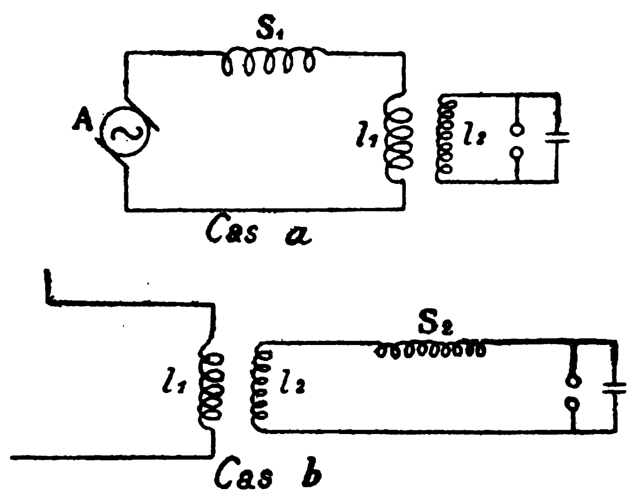


Fig. 1. — Schéma des deux cas-types extrêmes de composition des circuits dans l'emploi du transformateur à la résonance. Cas a : résonance par la self primaire ; cas b : résonance par la secondaire.

connues (1) et (2) des circuits primaire et secondaire, et nous y joignons l'équation (3) du courant de charge du condensateur :

$$R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} = e_1, \tag{1}$$

$$R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + M \frac{di_1}{dt} + u_2 = 0, \tag{2}$$

$$i_2 = C \frac{du_2}{dt}. \tag{3}$$

En éliminant i_2 au moyen de cette dernière équation, nous obtenons les deux équations différentielles (4) et (5) contenant comme variables seulement le courant primaire et la tension secondaire :

$$cL_2 \frac{d^2u_2}{dt^2} + CR_2 \frac{du_2}{dt} + u_2 + M \frac{di_1}{dt} = 0, \tag{4}$$

$$cM \frac{d^2u_2}{dt^2} + L_1 \frac{di_1}{dt} + R_1 i_1 = e_1. \tag{5}$$

Si nous posons, pour obtenir l'intégrale générale des équations sans second membre,

$$(6) \qquad i_1 = Ae^{\delta t},$$
$$(7) \qquad u_2 = Be^{\delta t},$$

en appelant A et B deux constantes inconnues représentant les amplitudes des deux variables, et δ un coefficient inconnu de la forme $p + qi$, les deux équations se ramènent à la forme (8) et (9) :

$$(8) \qquad (L_2c\delta^2 + R_2c\delta + 1)B + M\delta A = o,$$
$$(9) \qquad Mc\delta^2B + (L_1\delta + R_1)A = o.$$

Si l'on néglige le second membre et que l'on élimine A et B, l'équation (10) obtenue détermine δ à porter dans l'intégrale générale :

$$(10) \qquad (L_2c\delta^2 + Rc\delta + 1)(L_1\delta + R_1) - M^2c\delta^3 = o.$$

Elle est du 3e degré et pourrait être résolue par la méthode de Cardon; mais l'écriture de la solution est trop compliquée pour se prêter à une discussion. Nous pouvons seulement constater que les termes ont tous leurs coefficients négatifs ainsi que L_1, L_2, M^2, et que, par conséquent, nous n'aurons que des racines réelles négatives ou imaginaires. La racine négative donne lieu à un phénomène apériodique de la forme (11) :

$$(11) \qquad u_2 = Pe^{-\lambda t}.$$

Les deux racines imaginaires sont conjuguées à partie réelle négative, et par leur combinaison représentent un phénomène oscillatoire amorti de la forme

$$(12) \qquad u_2 = Qe^{-\alpha t \pm j\beta t} = Qe^{-\alpha t}\sin(\beta t - \varphi),$$

en appelant α l'amortissement, β la vitesse de pulsation, φ le décalage de la phase, et j le symbole imaginaire $\sqrt{-1}$.

Chaque discontinuité tend donc à imprimer au système, dans son ensemble, une oscillation propre apériodique et une oscillation périodique amortie. Physiquement on conçoit aisément que l'oscillation apériodique est engendrée par le circuit secondaire contenant la capacité et se transmet au primaire par induction mutuelle, et que le régime apériodique correspond à la courbe d'établissement du cou-

rant dans le circuit primaire, modifiée dans une certaine mesure par la liaison avec le circuit secondaire.

On peut vérifier expérimentalement ces conclusions en relevant à l'oscillographe les courbes qui accompagnent une injection brusque de courant dans le circuit primaire, par exemple lorsqu'on relie brusquement ce circuit aux bornes d'un réseau à courant continu à 110 volts. La *fig.* 2 obtenue dans ces conditions montre une courbe d'établissement dans le circuit primaire, qui ne diffère de celle qu'on obtiendrait sans la présence du secondaire que par la

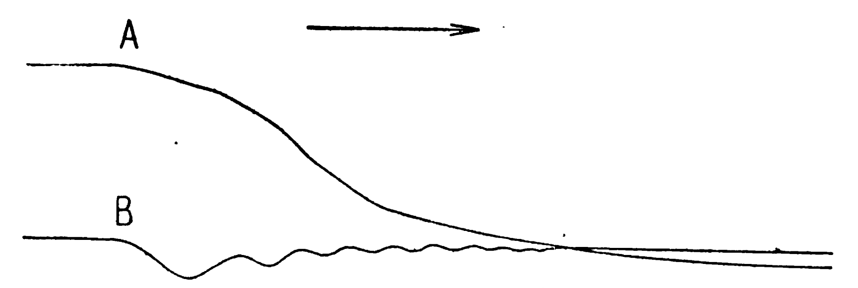


Fig. 2. — Oscillogramme du régime varié au moment de l'injection du courant continu à 110 volts dans le circuit primaire d'un transformateur avec de fortes fuites magnétiques produites par une self-induction en série avec le circuit primaire.

superposition d'une faible oscillation, et par un coefficient d'amortissement un peu plus grand ; au secondaire apparaissent les oscillations non amorties s'enroulant autour d'une courbe de régime très amorti. On remarquera que, dans ces expériences, la fréquence des oscillations va en augmentant pendant l'établissement du courant par suite de l'hystérésis du fer, qui diminue sous l'influence de la saturation au fur et à mesure que le courant primaire va en augmentant. Cela nous montre en passant que la présence du fer complique tous les phénomènes des transformateurs à résonance; mais, pour ne pas compliquer trop l'analyse, nous la négligerons d'abord et nous attribuerons aux coefficients d'induction M, L_1, L_2 leurs valeurs moyénnes supposées connues dans les conditions d'emploi des appareils.

Supposons connus les coefficients P, Q, λ, α des termes oscillatoires de u_2 définis par (11) et (12). On peut en déduire immédiatement les termes correspondants des courants i_2, i_1, par les équa-

tions (3) et (1 *bis*) déduites de (1) par suppression du second membre :

(3) $$i_2 - C\frac{du_2}{dt} = 0,$$

(1 *bis*) $$R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + M\frac{di_2}{dt} = 0.$$

Pour les termes apériodiques, en substituant la valeur (11) de u_2 :

$$u'_2 = -\lambda P e^{-\lambda t},$$

on trouve :

(13) $$i'_2 = -\lambda C P e^{-\lambda t} = -\lambda C u'_2,$$

(14) $$i'_1 = \frac{P}{\lambda M}(1 - C\lambda R_2 + C\lambda^2 L_2) e^{-\lambda t} = \frac{1 - C\lambda R_2 + C\lambda^2 L_2 u'_2}{\lambda M}.$$

De même pour les termes périodiques, en substituant :

$$u''_2 = U''_2 e^{(-\alpha + j\beta)t}; \quad i''_2 = I''_2 e^{(-\alpha + j\beta)t}; \quad i''_1 = I''_1 e^{(-\alpha + j\beta)t},$$

on trouve en posant la même forme pour i_2 et i_1 :

(15) $$i''_2 = C(-\alpha + j\beta) u''_2 = -C\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}\, e^{-j\psi} u''_2$$

avec :

(16) $$\operatorname{tang}\psi = \frac{\beta}{\alpha}.$$

L'équation (1 *bis*) permet d'ailleurs d'avoir entre i_1 et i_2, considérés comme variables soumises à des oscillations de fréquence $\frac{2\pi}{\beta}$ et d'amortissement α, la relation :

$$i''_1 [R_1 + L_1(-\alpha + j\beta)] = -M(-\alpha + j\beta) i''_2 = M(\alpha - j\beta) i''_2,$$

où :

(17) $$i''_1 = \frac{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} M i''_2 e^{-j(\psi + \chi)}}{\sqrt{(R_1 - \alpha L_1)^2 + (\beta L_1)^2}},$$

en posant :

(18) $$\operatorname{tang}\chi = \frac{\beta L_1}{R_1 - \alpha L_1}.$$

Si l'on substitue à i_2'' sa valeur en fonction de u_2'', on a finalement :

$$(19) \qquad i_2'' = - \frac{MC(\alpha^2+\beta^2)}{\sqrt{(R_1-\alpha L_1)^2+(\beta L_1)^2}}\, u_2'' e^{j(2\varphi+\chi)}.$$

Quant aux expressions de U_2, I_2, I_1 en régime permanent, on peut les déduire des équations avec second membre en supposant toutes les variables de la forme $Ae^{i\omega t}$, où ω est la vitesse de pulsation de la force électro-motrice agissante E_1. Posons donc dans

$$(20) \qquad E_1 = \mathcal{E}_1 e^{i\omega t}; \quad U_2 = \mathcal{U}_2 e^{i\omega t}; \quad I_1 = \mathcal{I}_1 e^{i\omega t}; \quad I_2 = \mathcal{I}_2 e^{i\omega t};$$

on en déduit entre les amplitudes les relations :

$$(21) \qquad R_1 I_1 + j\omega L_1 I_1 + j\omega M I_2 = E_1,$$

$$(22) \qquad R_2 I_2 + j\omega L_2 I_2 + j\omega M I_1 + U_2 = 0,$$

$$(23) \qquad I_2 = j\omega C U_2.$$

Appliquons à ces équations la méthode de Maxwell qui consiste à les transformer de façon que chacune ne contienne que le courant d'un seul circuit ; l'élimination de U_2 donne

$$I_1 = \frac{R_2 + j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C}}{j\omega M}\, I_2.$$

D'où, en substituant dans la première équation la valeur de I_2 :

$$(R_1 + j\omega L_1) I_1 + \frac{\omega^2 M^2 \left[R_2 - j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right)\right] I_1}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = E_1,$$

ou

$$(24) \qquad I_1 = \frac{E_1}{R_1 + q^2 R_2 + j\left[\omega L_1 - q^2\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right)\right]}.$$

en posant :

$$(25) \qquad q = \frac{\omega M}{\sqrt{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{\omega M}{Z_2},$$

en appelant Z_2 l'impédance apparente du circuit secondaire.

De même en éliminant I_1 avec la même équation :

$$R_2 + j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right) I_2 + \frac{\omega^2 M^2 I_2 - j\omega M E_1}{R_1^2 + \omega^2 L_1^2}(R_1 - j\omega L_1) = 0,$$

ou

$$I_2 = \frac{hE_1(\sin\theta + j\cos\theta)}{R_2 + h^2R_1 + j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C} - h^2\omega L_1\right)}, \tag{26}$$

en posant :

$$h = \frac{\omega M}{\sqrt{R_1^2 + \omega^2 L_1^2}} = \frac{\omega M}{Z_1} \tag{27}$$

et

$$\operatorname{tang}\theta = \frac{\omega L_1}{R_1}. \tag{28}$$

Tout se passe donc comme si la tension E_1 agissait sur un circuit primaire séparé ayant pour résistance et pour self-induction respectivement :

$$R_1 + q^2R_2,$$
$$L_1 - q^2\left(L_2 - \frac{1}{\omega^2 C}\right).$$

De même pour le secondaire, tout se passe comme si une force électromotrice :

$$hE_1(\sin\theta + j\cos\theta),$$

agissait sur un circuit ayant une résistance et une capacité :

$$R_2 + h^2R_1,$$

et

$$\left(L_2 - \frac{1}{\omega^2 C}\right) - h^2L_1.$$

De ces relations on peut déduire les valeurs réelles des amplitudes $\mathcal{J}_1$ et $\mathcal{J}_2$ et des phases φ_1 et φ_2 de I_1 et I_2 rapportées à E_1 :

$$\mathcal{J}_1 = \frac{\mathcal{E}_1}{\sqrt{(R_1 + q^2R_2)^2 + \left(\omega L_1 - q^2\omega L_2 + \frac{q^2}{\omega C}\right)^2}}, \tag{29}$$

$$\mathcal{J}_2 = \frac{h\mathcal{E}_1}{\sqrt{(R_2 + h^2R_1)^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C} - h^2\omega L_1\right)^2}}, \tag{30}$$

$$\operatorname{tang}\varphi_1 = \frac{\omega L_1 - q^2\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right)}{R_1 + q^2R_2}. \tag{31}$$

$$\operatorname{tang}\varphi_2 = \frac{\omega L_2 - \frac{1}{\omega C} - h^2\omega L_1}{R_2 + h^2R_1}. \tag{32}$$

A l'aide de ces formules, nous pouvons écrire les relations complètes du régime temporaire :

$$(33)\ u_2 = U_2 + U''_2 e^{-(\alpha \pm j\beta)t - j\varphi} + Pe^{-\lambda t},$$

$$(34)\ i_2 = I_2 - C\sqrt{\alpha^2+\beta^2}\,U''_2 e^{(-\alpha \pm j\beta)t - j\varphi - j\psi} - C\lambda P e^{-\lambda t},$$

$$(35)\ i_1 = I_1 - \frac{MC(\alpha^2+\beta^2)}{\sqrt{(R_1-\alpha L_1)^2+(\beta L_1^2)}}U''_2 e^{(-\alpha \pm j\beta)t - j(2\psi+\chi) - j\varphi} + \frac{1 - C\lambda R_2 + C\lambda^2 L_2}{\lambda M} Pe^{-\lambda t}.$$

Appelons $(u_2)_0$, $(i_2)_0$, $(i_1)_0$, les valeurs totales supposées connues des variables au moment où vient de se produire une discontinuité, telle qu'une décharge brusque; $(U_2)_0$, $(I_2)_0$, $(I_1)_0$, les valeurs correspondantes des régimes permanents supposées connues; les équations obtenues à ce moment, que nous pouvons prendre comme origine des temps $(t = 0)$, sont :

$$(36)\ (u_2)_0 - (U_2)_0 = -U''_2 \sin\varphi + P,$$

$$(37)\ (i_2)_0 - (I_2)_0 = C\sqrt{\alpha^2+\beta^2}\,U''_2 \sin(\varphi+\psi) - C\lambda P,$$

$$(38)\ (i_1)_0 - (I_1)_0 = \frac{MC(\alpha^2+\beta^2)}{\sqrt{(R_1-\alpha L_1)^2+(\beta L_1)^2}}U''_2 \sin(\varphi+2\psi+\chi) + \frac{1 - C\lambda R_2 + C\lambda^2 L_2}{\lambda M} P.$$

Ces trois équations, où nous supposons λ, α, β connus et par suite ψ et χ, déterminent les paramètres P, U_2 et φ des oscillations apériodiques et périodiques.

Oscillations après une décharge isolée. — Nous appellerons décharge isolée celle qui se produit en partant du régime permanent. Recherchons les conditions initiales de l'oscillation. Nous pouvons remarquer que la différence de phase entre I'_1 et I'_2, qui a pour valeur :

$$(39)\qquad \psi + \chi = \text{arc tang}\,\frac{\beta}{\alpha} + \text{arc tang}\,\frac{\beta}{R_1 - \alpha L_1}.$$

tend vers zéro quand R_1 est petit devant αL_1, ce qui est le cas général, tandis que arc tang $\frac{\beta}{\alpha}$ tend vers $\frac{\pi}{2}$; $\psi + \chi$ diffère alors peu de zéro. Comme l'instantanéité ne permet pas aux intensités de courant de se modifier sensiblement pendant qu'elle a lieu, les conditions initiales après la décharge sont les suivantes :

$$(40)\quad \begin{cases} (u_2)_0 - (U_2)_0 = \text{sensiblement} - (U_2)_0, \\ (i_2)_0 - (I_2)_0 = 0, \\ (i_1)_0 - (I_1)_0 = 0. \end{cases}$$



Par suite, en appelant F, G et H trois coefficients numériques non variables, les équations (37) et (38) ont sensiblement la forme :

(41) $$o = F u''_2 \sin(\varphi + \psi) - C\lambda P,$$

(42) $$o = G u''_2 \sin(\varphi + \psi) - HP.$$

Ces équations ne sont compatibles que si :

(43) $$\varphi + \psi = o,$$

(44) $$P = o.$$

Cela montre que, dans ce cas, l'oscillation apériodique n'existe pas, ou est négligeable ; physiquement, cela se comprend aisément par l'absence de toute période d'établissement du courant primaire, supposé déjà réalisé.

Toute décharge isolée donne lieu simplement à un phénomène oscillatoire analogue à celui qui se passe dans un circuit simple contenant self-induction et capacité aussitôt après qu'on a déchargé celle-ci par une étincelle jaillissant en dérivation. Alors (43) détermine la phase initiale de l'oscillation de u_2 :

(45) $$\varphi = - \text{arc tang} \frac{\beta}{\alpha},$$

et l'équation (36) permet d'en déduire l'amplitude u''_2 :

(46) $$u''_2 = \frac{(U_2)_0 - (u_2)_0}{\sin\varphi} = \frac{(U_2)_0 - (u_2)_0}{\beta} \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}.$$

ou sensiblement :

$$= -\frac{(U_2)_0}{\sin\varphi} = (U_2)_0 \sqrt{1 + \frac{\alpha^2}{\beta^2}}.$$

Cette oscillation annule d'abord la tension du régime permanent auquel elle se superpose, mais elle s'éteint ensuite par amortissement et le régime permanent se rétablit [1].

Plus l'amortissement α est faible, plus φ se rapproche de $-\frac{\pi}{2}$; c'est dire que l'oscillation commence par son élongation négative maxima, et, comme sa tangente est horizontale, la tangente à la

(1) J'ai donné une représentation graphique du régime résultant, en même temps qu'un exposé différent de la question, dans la revue *l'Éclairage electrique* des 18, 25 mai et 8 juin 1907.

courbe totale de U_2 sera sensiblement parallèle à la tangente et à la

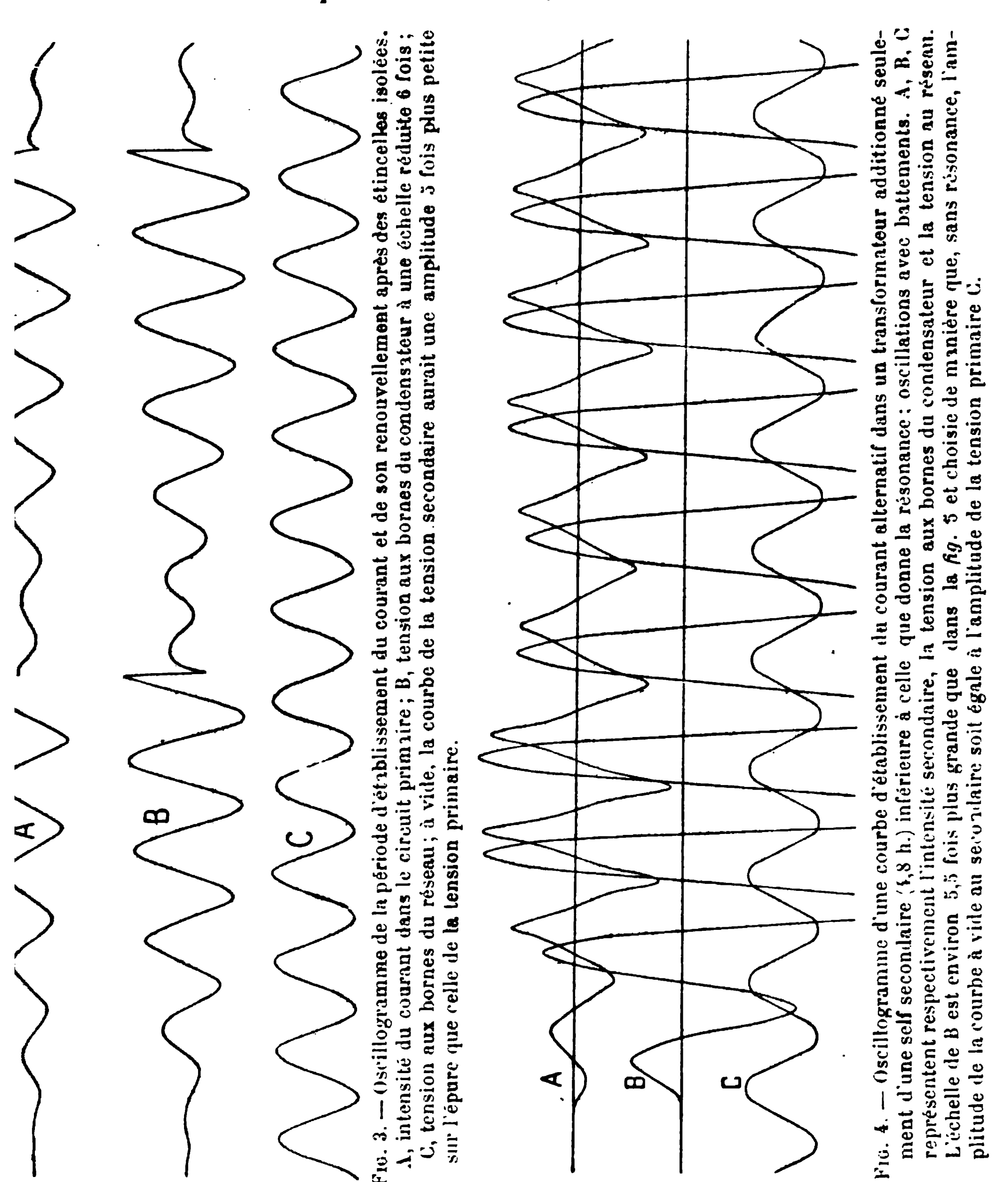


FIG. 3. — Oscillogramme de la période d'établissement du courant et de son renouvellement après des étincelles isolées. A, intensité du courant dans le circuit primaire; B, tension aux bornes du condensateur à une échelle réduite 6 fois; C, tension aux bornes du réseau; à vide, la courbe de la tension secondaire aurait une amplitude 5 fois plus petite sur l'épure que celle de la tension primaire.

FIG. 4. — Oscillogramme d'une courbe d'établissement du courant alternatif dans un transformateur additionné seulement d'une self secondaire (4,8 h.) inférieure à celle que donne la résonance; oscillations avec battements. A, B, C représentent respectivement l'intensité secondaire, la tension aux bornes du condensateur et la tension au réseau. L'échelle de B est environ 5,5 fois plus grande que dans la *fig.* 5 et choisie de manière que, sans résonance, l'amplitude de la courbe à vide au secondaire soit égale à l'amplitude de la tension primaire C.

courbe du régime permanent au moment de la décharge. Cela est bien confirmé par les oscillogrammes, par exemple celui de la

fig. 3, obtenu avec une fréquence propre voisine de celle du réseau (β voisin de ω), et celui de la *fig.* 4, obtenu avec une période propre plus courte.

Cette propriété de la tangente reparaît pour la décharge suivante, chaque fois que les courants i_1 et i_2 ont eu le temps de reprendre leurs valeurs de régime permanent.

Nous avons supposé plus haut que la phase du terme oscillatoire de I_1 diffère très peu de celle du même terme de I_2, en admettant que, dans l'équation (1 *bis*), le premier terme est négligeable devant les deux autres ; et c'est ce qui nous a autorisé à négliger le terme $Pe^{-\lambda t}$ dans l'étude des oscillations isolées. Il n'y a d'exception que si l'accouplement est excessivement lâche (c'est-à-dire M très petit) et l'on verra plus loin que la phase de I_1 peut être alors tout à fait indépendante de celle de I_2 ; mais alors, dans l'équation (38), le coefficient P — qui contient M en dénominateur — devient si grand que P déduit de (38 *bis*) doit être en général petit et rester négligeable dans (34).

Il semble d'ailleurs assez faible, dans tous les cas, pour que sur les oscillogrammes la courbe de tension pendant les décharges successives, comme le représente la *fig.* 5, forme simplement des tronçons à peu près parallèles à ceux de la courbe correspondante de la tension en régime permanent, mais tous rappelés à des points de départ placés sensiblement sur la ligne du zéro ; cette apparence est surtout bien caractéristique quand la période d'oscillation propre est la même que celle du réseau. Quelquefois, les points de départ des tronçons d'oscillations successifs sont repoussés au-dessous de la ligne de zéro, par suite de l'oscillation propre locale du circuit compris entre le condensateur et l'exploseur, quand la self-induction des conducteurs qui le composent n'est pas absolument négligeable.

Décharges fractionnées. — Si, au contraire, les courants n'ont pas le temps de reprendre leurs valeurs de régime permanent avant la décharge suivante, le coefficient d'amplitude P du terme amorti ne peut plus être considéré comme nul pendant l'oscillation suivante, et il vient modifier d'une manière plus ou moins importante la forme de la tension aux bornes u_2, parce que les premiers membres des équations (21 *bis*) et (22 *bis*) ne sont plus égaux à zéro. En outre, la valeur de la phase initiale d'oscillation φ, qui était très voisine de $\frac{\pi}{2}$, prend une valeur plus ou moins différente qui change

l'inclinaison au départ. On en voit des preuves manifestes surtout à la fin des alternances, dans les courbes de la *fig.* 5.

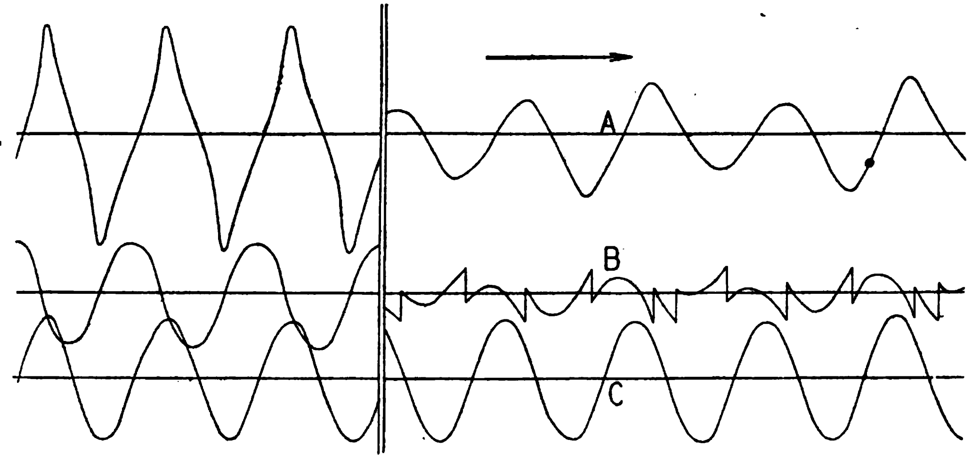


Fig. 5. — Oscillogramme d'une décharge fractionnée à courts intervalles, obtenue en rapprochant les électrodes de l'exploseur. Résonance due à la self (environ 0,06 h.) ajoutée sur le primaire seul. Une petite self de 0,0012 h. est intercalée entre le condensateur et l'exploseur pour ralentir la décharge. — A, courant primaire ; B, tension au condensateur ; C, tension de réseau. La *partie gauche représente le régime permanent* sur condensateur obtenu dans les mêmes conditions en supprimant la décharge. L'amplitude de la tension secondaire est alors triple environ de celle obtenue à vide, qui n'est pas représentée.

Plus on réduit la période propre d'oscillation du circuit de charge du condensateur, plus les décharges tendent à se rapprocher. On tend ainsi vers le phénomène des décharges fractionnées rappelé plus haut [1]. Mais, tant qu'il y a une capacité notable aux bornes du transformateur, cette décharge ne devient pas continue. Quand la capacité est trop faible, un arc s'amorce et on retombe sur le phénomène de l'arc à courant alternatif ordinaire entre métaux.

Différents expérimentateurs [2] ont déjà observé au miroir tournant que, pendant la décharge fractionnée sur courant alternatif, les étincelles sont plus resserrées et plus faibles au milieu de l'alternance qu'à ses extrémités. La *fig.* 6 apporte une confirmation de ce fait par l'examen de la courbe B ; la quatrième période et les

---

(1) Cf. Abraham, *C. R. de l'Académie des Sciences*, 1899, et *Société française de Physique*, 5 mai 1899. — Voir *l'Eclairage électrique* du 13 mai 1899.

(2) Cf. de Valbreuze, *Bulletin de la Société internationale des Electriciens*, 4 novembre 1905, p. 667.

suivantes (qui ne sont pas reproduites ici) montrent clairement que les zigzags de la tension se rapprochent, en effet, au milieu de l'alternance, en même temps qu'ils diminuent d'amplitude. Cela tient principalement à deux causes : d'une part, la diminution du potentiel explosif par l'incandescence de l'air (ce qui peut avoir pour effet de réduire l'amplitude verticale de l'oscillation) ; d'autre part, la variation d'amplitude, et surtout la phase, du régime oscillatoire superposé (u''_2). Ce dernier effet est dû presque uniquement à la rapidité des zigzags qui empêche le courant i_2 d'atteindre sa valeur

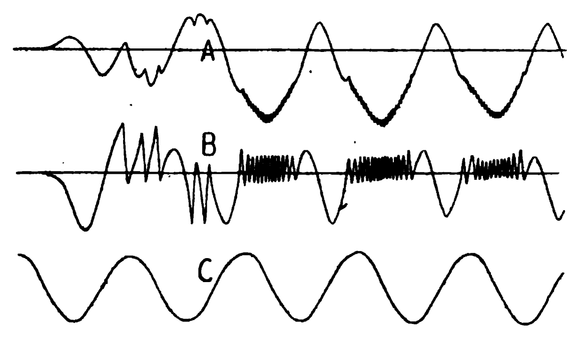


Fig. 6. — Oscillogramme d'une décharge fractionnée très rapide montrant l'établissement de celle-ci, à partir du moment où l'on injecte le courant alternatif avec le transformateur. A, représente l'intensité secondaire; B, C ont la même signification et les mêmes échelles que dans la *fig.* 4. La période propre du circuit qui apparait dans la courbe B est ici moitié seulement de la période du réseau (C).

permanente avant la décharge suivante. S'il n'y avait pas de différence entre les courants correspondants $(I_2)_0$, I_2, la tangente à la courbe totale resterait parallèle à la tangente à la courbe de régime permanent (comme on le voit sensiblement sur la *fig.* 5) ; le redressement de plus en plus accentué de cette tangente, qu'on constate au milieu de l'alternance, provient du terme $(I_2)_0 - (i_2)_0$, qui modifie d'une manière considérable la phase φ au départ de l'oscillation, comme le montre l'équation (37).

La *fig.* 6 met aussi en évidence la différence des régimes obtenus suivant que l'air est froid et pur pendant la décharge (cas de la première période inscrite) ou, au contraire, chaud, et ionisé (cas des périodes suivantes). Quand on souffle une décharge de ce genre, on tend à produire le premier cas au lieu du second ; les décharges sont plus espacées et plus régulières, parce que le potentiel explosif reste

alors constant. La *fig.* 5 donne un exemple de ces étincelles régulières.

Il faut en outre, et on le peut toujours d'après la forme des courbes de la *fig.* 3, régler le potentiel explosif, pour l'écart des boules, de façon que l'étincelle ne jaillisse pas à chaque période ; on évite ainsi l'échauffement excessif des électrodes qui donne lieu à leur vaporisation. Quand celle-ci se produit, apparaît de l'arc chantant, ou la décharge fractionnée déjà signalée par M. Abraham, comme le montre la *fig.* 2. Celle-ci correspond à une déflagration de potentiel explosif trop faible qui laisse l'arc se rallumer plusieurs fois par alternance. Cet effet n'est d'ailleurs pas toujours évité même avec le réglage de résonance, comme on le voit à la fin de la bande 7;

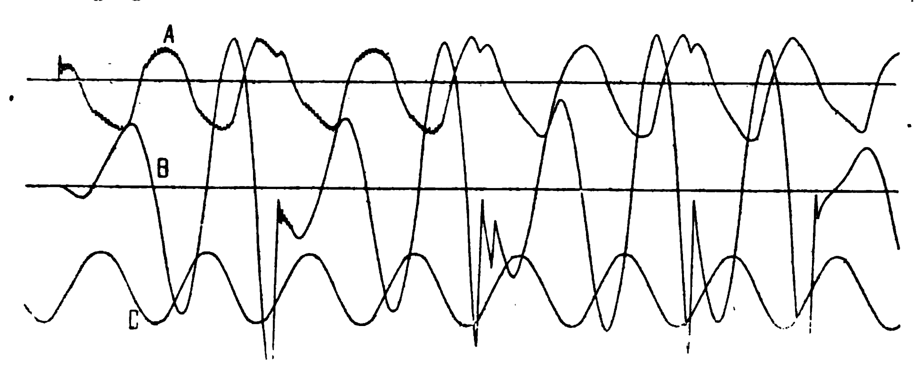


Fig. 7. — Oscillogramme des décharges isolées obtenues par un transformateur réglé comme ci-dessus (*fig.* 5), quand on rapproche les boules de l'exploseur. La courbe A représente ici le courant primaire; B, tension au condensateur; C, tension du réseau. Mêmes échelles que sur la *fig.* 5.

mais il est alors sans inconvénient, car la durée assez longue que met le régime à se rétablir par suite du réglage de résonance, combinée avec le choix d'un potentiel explosif suffisamment élevé (c'est une question de proportionner convenablement le transformateur aux tensions qu'on veut réaliser), a pour résultat d'empêcher après chaque étincelle le relèvement rapide de la tension qui se produit. Au contraire, lorsque la période propre du système est très courte, l'arc se rallume trop vite pour qu'on évite la décharge fractionnée pendant toute l'alternance.

Arc chantant. — Dans les expériences 22 et 23, on a ajouté une petite self-induction entre l'arc et le condensateur pour montrer nettement les oscillations de décharge disruptive du condensateur ; elles

sont particulièrement visibles dans l'expérience 23, qui montre la tension aux bornes du condensateur dans ces conditions et met bien en évidence la différence qu'il y a entre ces oscillations de décharge disruptive et les grandes oscillations à basse fréquence qui viennent ensuite. La petite self n'a pas modifié le phénomène de la décharge instantanée que nous venons d'étudier.

Il n'est pas, d'ailleurs, nécessaire que la résonance exacte soit réalisée ; on peut s'en éloigner soit en diminuant, soit en augmentant la période propre du système sans cesser pour autant de réaliser les mêmes avantages, pourvu qu'il y ait dans le régime varié des « battements » faisant apparaître des variations d'amplitude assez grandes dans la tension secondaire u_2. L'intervalle entre les étincelles pourra être ainsi réglé avec une grande sensibilité par variation de la self additionnelle.

Intérêt d'un réglage de la fréquence propre du système au voisinage de la résonance. — Les oscillogrammes des *fig.* 5 et 6 montrent bien comment le régime varié aboutit progressivement au régime permanent par amplification apparente de la tension (qui est la différence entre U_2 et U''_2) et en réalité par extinction du terme parasite U''_2. Il y a décharge chaque fois que le potentiel explosif du déflagrateur est atteint.

Ces courbes expliquent l'utilité du condensateur et le moyen de l'utiliser pour obtenir avec un transformateur, et sans soufflage ni autre artifice, des étincelles toujours activées, c'est-à-dire nettement disruptives, et non un arc.

Il faut tout d'abord allonger le phénomène d'établissement progressif du régime permanent en réduisant autant que possible l'amortissement α et augmentant l'amplification de tension produite à ce régime par l'effet de la capacité, ce qui conduit à se rapprocher des conditions de résonance du régime permanent.

Un autre fait intéressant, que montre la *fig.* 6, c'est qu'une décharge rapidement fractionnée agit sur le transformateur un peu comme un courant à travers une grande résistance, et tend, par suite, à établir une concordance de phases au lieu d'une quadrature entre le courant et la tension secondaires. Elle peut aussi produire, comme c'est le cas dans cette expérience, la suppression d'une alternance sur deux, quand l'échauffement inégal des deux électrodes amène une différence trop considérable entre les potentiels explosifs, suivant le sens de la décharge.

Mais, si on augmente la self-induction entre le condensateur et

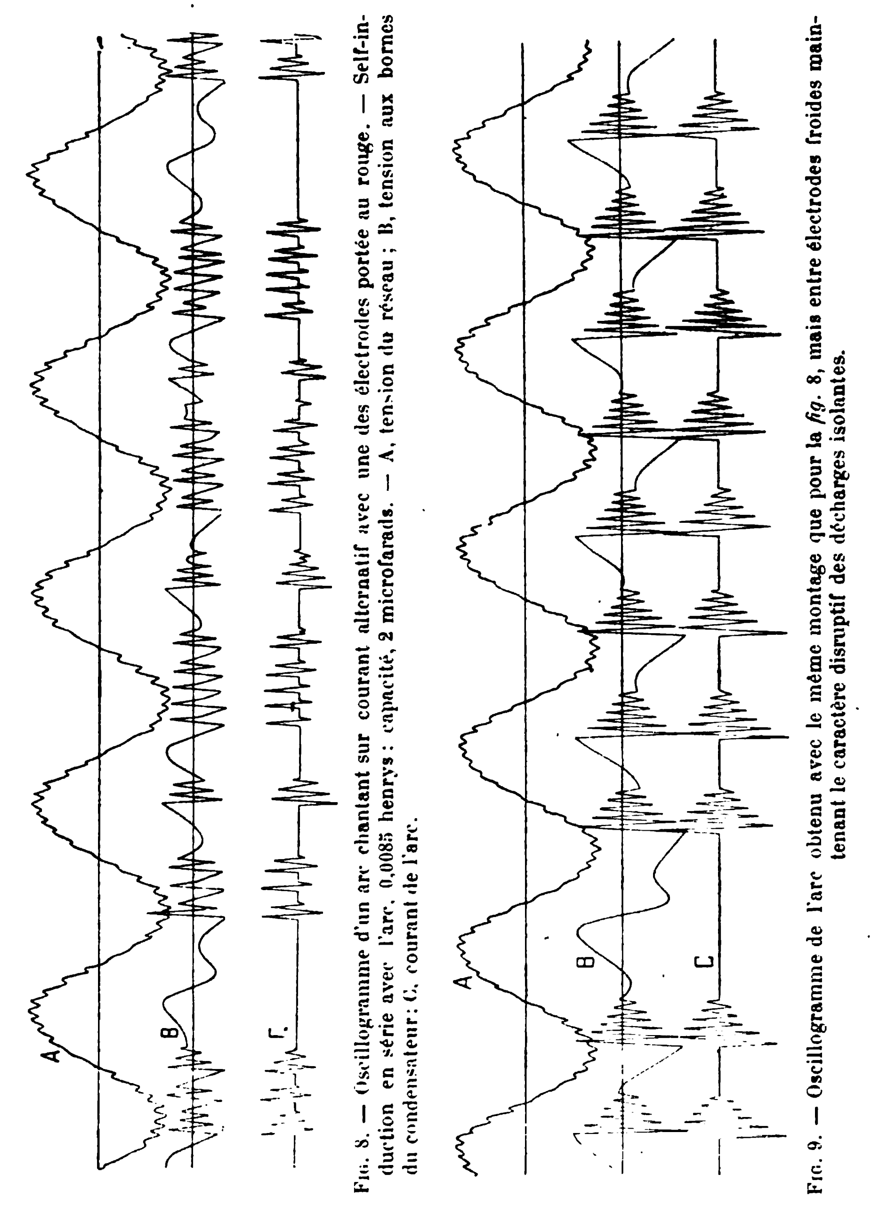


Fig. 8. — Oscillogramme d'un arc chantant sur courant alternatif avec une des électrodes portée au rouge. — Self-induction en série avec l'arc, 0,0085 henrys : capacité, 2 microfarads. — A, tension du réseau ; B, tension aux bornes du condensateur ; C, courant de l'arc.

Fig. 9. — **Oscillogramme de l'arc obtenu avec le même montage que pour la *fig.* 8, mais entre électrodes froides maintenant le caractère disruptif des décharges isolantes.**

l'exploseur, on produit le phénomène de l'arc chantant en courant

alternatif, c'est-à-dire d'une décharge fractionnée avec des interruptions prolongées de courant entre les décharges et recharges ; ce phénomène est analogue au phénomène de l'arc chantant *discontinu*, que j'ai montré la possibilité d'obtenir, même avec des électrodes en charbon, sur courant continu ([1]), mais avec cette différence que, la force électromotrice disponible variant pendant une alternance, l'intensité de courant de décharge et l'espacement entre les décharges ne restent pas constants non plus, comme le montre la *fig.* 9.

Je n'insisterai pas plus longtemps sur ce phénomène de l'arc chantant sur courant alternatif, parce qu'il sort du présent sujet et ne présente pas d'intérêt actuel. J'appelle seulement l'attention sur la différence qu'il y a entre ce phénomène et celui de décharges intermittentes oscillatoires, représenté par exemple sur la *fig.* 9.

Dans le premier cas, les électrodes doivent être portées au rouge pour qu'il y ait réellement un arc, tandis que, dans le second cas, elles restent froides et on n'a qu'une charge disruptive oscillante. L'aspect de ces courbes est très caractéristique et peut servir à distinguer nettement les deux phénomènes ; on les obtient, à volonté, suivant qu'on emploie pour électrodes des fils fins ou des tiges de gros diamètre (ou des boules).

La *fig.* 9, qui caractérise l'étincelle *active*, réfute complètement l'idée autrefois émise par certains physiciens que cette étincelle devait être constituée par une série de décharges de même sens ([2]).

Les phénomènes de résonance sont d'ailleurs toujours plus nets avec une grande capacité et une faible self-induction qu'avec une faible capacité et une grande self-induction. Comme le transformateur employé n'avait pas été choisi d'une manière spéciale, les résonances obtenues n'ont pas été remarquablement belles ; les amplifications pouvaient atteindre cependant jusqu'à 8 ou 9 fois la tension normale.

Les expériences, rapportées ici pour confirmer les déductions théoriques, ont été obtenues avec l'excellent concours de mes assistants, MM. Boutin et Goudet, en relevant, au moyen de mon

---

(1) Cf. A. Blondel, *Phénomène de l'arc chantant* (*l'Éclairage électrique*, juillet 1905, et *Journal de Physique*, t. V, p. 77, février 1906).

(2) On doit récemment à M. Hemsalech (*C. R.*, 25 mars et 8 avril 1907) plusieurs remarques très intéressantes sur l'établissement de la première étincelle d'une décharge sous l'influence de la capacité des électrodes et sur la présence d'harmoniques (peut-être dues à la même cause) dans les oscillations de la décharge elle-même.

oscillographe triple, les courbes de décharges obtenues au moyen de divers transformateurs industriels à circuit magnétique fermé, auxquels on ajoutait des bobines de self-induction convenables, en série soit avec le primaire, soit avec le secondaire. La capacité employée sur celui-ci était choisie assez forte, environ 2 microfarads, de façon à mettre en jeu une quantité d'énergie assez importante, malgré la valeur faible de la tension (qui ne dépasse pas 2.000 à 3.000 volts), pour que la présence des circuits enregistreurs des oscillographes, qui introduit une cause d'amortissement, puisse être considérée comme négligeable.

Je n'ai pas donné ici d'indications numériques détaillées au sujet de ces expériences, parce que je les présente surtout au point de vue qualitatif, dans le but de bien éclaircir la nature et la théorie générale des phénomènes. Je me réserve de revenir plus tard avec plus de détail et de précision sur ce sujet, quand je disposerai d'un matériel de selfs et de condensateurs mieux appropriés pour l'exécution d'expériences quantitatives complètes.

Calcul approché de la fréquence propre et de l'amortissement du régime oscillatoire par la considération du régime d'oscillations forcées. — Si nous ne pouvons déduire aisément de l'intégrale générale les expressions algébriques de l'amortissement α et de la fréquence propre $\frac{\beta}{2\pi}$ de l'oscillation non apériodique qui joue dans la question le rôle essentiel, nous pouvons indirectement calculer, pour la discussion qui va suivre, des expressions *approchées*, en supposant les circuits soumis aux oscillations forcées produites par la source d'énergie et en cherchant les conditions d'amplification maximum de la tension secondaire, ou (ce qui revient au même) de diminution maximum de la tension primaire nécessaire pour produire la tension secondaire constante U_2. Pour cela nous n'avons qu'à reprendre la solution particulière des équations (1), (2), (3) obtenue en y substituant des expressions de la forme :

$$e_1 = \mathcal{E}_1 e^{j\omega t}; \qquad u_2 = \mathfrak{U}_2 e^{j\omega t}; \qquad i_1 = \mathfrak{I}_1 e^{j\omega t},$$

c'est-à-dire les équations (29), (30), (31), (32). Nous les compléterons d'abord en calculant, au moyen de l'équation (23), la différence de potentiel aux bornes du condensateur :

$$U_2 = \frac{I_2}{j\omega C_2}.$$

D'où l'amplitude de U_2 s'écrit :

$$(47) \qquad \mathfrak{U}_2 = \frac{h\mathcal{E}_1}{\omega C\sqrt{(R_2 + h^2R_1)^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C} - h^2\omega L_1\right)^2}}.$$

expression dans laquelle h représente ce qu'on appelle ordinairement le coefficient de transformation.

La phase rapportée à E_1 a pour valeur, d'autre part,

$$(48) \qquad \xi = \varphi_2 - \frac{\pi}{2}.$$

Nous supposerons pour simplifier, et au prix d'une erreur pratiquement négligeable, que la résonance correspond à l'annulation de la seconde parenthèse sous le radical.

Les équations (29), (30), (47) montrent qu'il peut y avoir résonance ainsi comprise à la fois pour I_1, I_2 et U_2, si on a à la fois

$$q^2 = \frac{1}{h^2}$$

ou

$$(49) \qquad \omega^2M^2 = \sqrt{(R_1^2 + \omega^2L_1^2)\left[R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right)^2\right]}$$

et

$$\omega L_2 - \frac{1}{\omega C} - h^2\omega L_1 = 0$$

ou

$$(50) \qquad \omega L_2 - \frac{1}{\omega C} - \frac{\omega L_1\omega^2M^2}{Z_1^2} = 0.$$

Quand R_1 et R_2 sont négligeables devant ωL_1 et ωL_2, ces deux conditions se réduisent toutes deux identiquement à :

$$(51) \qquad \omega^2M^2 = \omega L_1\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right).$$

ou

$$(52) \qquad L_1 - \omega^2C(L_1L_2 - M^2) \approx 0\ (^1),$$

(1) Cette expression a déjà été employée par Seibt en 1904 (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 7 avril, et *Eclairage électrique*, 30 juillet).

Elle ne correspond pas à l'amplification maxima de $\mathfrak{U}_2$: celle-ci s'obtiendrait en cherchant le maximum de la somme des deux polynômes au carré placés sous le radical ; mais il faudrait d'abord choisir une variable. Celle-ci ne peut être.

ou

$$1 - \omega^2 C\sigma L_2 \approx 0,$$

en appelant σ le coefficient de dispersion magnétique entre primaire et secondaire défini par

$$(53) \qquad \sigma = \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_1 L_2},$$

σ étant un nombre compris entre zéro et l'unité (¹), fort différent de celui qu'on aurait pour la résonance du secondaire.

Quant au premier terme entre parenthèses de l'équation (47), il ne peut pas être annulé et il a pour effet de limiter l'amplitude de U_2 (qui sans cela pourrait devenir infinie) au moment où la condition (52) est remplie.

Si l'on compare l'expression (27) à celle (32) que l'on aurait avec le circuit secondaire seul, s'il était par exemple alimenté directement par un réseau à haute tension d'impédance négligeable :

$$(55) \qquad \mathcal{U}_2 = \frac{\mathcal{E}_1}{\sqrt{(1 - \omega^2 C L_2)^2 + \omega^2 C^2 R^2}},$$

on voit qu'elles sont absolument de même forme, avec la différence principale que L_2 est remplacé dans la première parenthèse par σL_2 ; tout se passe comme si les expressions de l'oscillation propre et de l'amortissement α, données dans le cas de la forme (55) par les expressions connues :

$$(56) \qquad \beta = \frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{1}{CL_2} - \frac{R_2^2}{4L_2^2}},$$

$$\alpha = \frac{R}{2L},$$

ou

$$\beta = \sqrt{\gamma^2 - \alpha^2}, \qquad \text{en posant} \qquad \gamma = \sqrt{\frac{1}{CL_2}},$$

---

comme d'habitude, la fréquence, car la pulsation ω est ici une donnée du problème, et non une variable; de même C.

Il est bien plus simple, et très suffisant pour la pratique, au degré d'approximation possible en pareil cas, de ramener la définition de la résonance à l'annulation du premier polynôme.

(¹) Ce coefficient σ est souvent remplacé dans l'étude de cette question par un coefficient dit « coefficient d'accouplement » k défini par

$$k^2 = 1 - \sigma = \frac{M^2}{L_1 L_2},$$

et compris aussi entre 0 et 1.

étaient remplacées dans le problème actuel par les expressions :

$$(57) \qquad \beta = \sqrt{\gamma^2 - \alpha^2},$$

$$(58) \qquad \gamma^2 = \frac{1}{C\sigma L_2},$$

$$(59) \qquad \alpha = \frac{h^2 R_1 + R_2}{2\sigma L_2} = \frac{h^2 R_1 + R^2}{2C\gamma^2}.$$

Bien que ce mode de calcul ne soit pas rigoureux, car ces expressions transportées dans l'équation (10) ne la satisfont pas complètement, elles ne sont pas très éloignées de la vérité ; elles s'en rapprochent d'autant plus que M est plus petit. Nous nous en servirons donc dans ce qui suit.

On peut d'ailleurs simplifier α pour les applications, en remarquant que, dans les conditions ordinaires d'emploi, c'est-à-dire si R_1 est négligeable devant ωL_1, h se réduit à $\frac{M}{L}$; d'où :

$$(59\ bis) \qquad \alpha \cong \frac{R_2 + \frac{MR_1}{L_1}}{2\sigma L_2} \cong \frac{R_2}{2\sigma L_2} + \frac{MR_1}{2\sigma L_1 L_2} \cong \frac{R_2}{2\sigma L_2} + \frac{\sqrt{1-\sigma}}{2\sigma}\frac{R_1}{\sqrt{L_1 L_2}},$$

ou, en tenant compte de la condition de résonance (51) quand elle est réalisée :

$$(59\ ter) \qquad \alpha = \frac{R_2 + R_1\sqrt{\frac{L_2}{L_1}\left(1 - \frac{1}{\omega^2 CL_2}\right)}}{2\sigma L_2}.$$

Considérons d'abord la façon dont les éléments du circuit agissent pour produire la résonance.

D'après (58), on voit que la self secondaire joue en apparence un rôle spécial, mais en réalité l'élément caractéristique est la self fictive σL_2 beaucoup plus petite qui résulte de la réaction du circuit primaire (fermé sur lui-même par la source) sur le circuit secondaire. Nous avons vu d'ailleurs qu'en négligeant R_1 et R_2 les maxima des expressions de I_1, I_2, U_2 sont obtenus simultanément.

Par conséquent, toutes les fois que R_1 est petit devant ωL_1 et que R_2 reste petit vis-à-vis de $\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right)$ quand la résonance est atteinte, les deux circuits travaillent solidairement et la réaction du courant secondaire sur le primaire par l'intermédiaire du transformateur compense complètement la self-induction totale du primaire. Il n'est pas né-

cessaire pour cela que le couplage soit absolu ($\sigma = o$), mais seulement qu'il soit serré et que la self-induction additionnelle soit de préférence sur le primaire.

Les expressions (31) et (32), dont les numérateurs sont alors sensiblement nuls tous deux, indiquent que les phases des courants primaire et secondaire diffèrent seulement de la petite quantité

$$\frac{\pi}{2} - \theta,$$

laquelle est voisine de zéro si l'inductance du circuit primaire est presque dénuée de résistance ohmique. La phase du courant primaire tend d'ailleurs à se confondre avec celle de la force électromotrice $\mathcal{E}_1$.

La tension ($\mathcal{U}_1$) aux bornes primaires du transformateur s'obtient en multipliant le courant primaire par l'impédance apparente du primaire; en appelant r_1 et l_1 la résistance et la self-induction intérieure du transformateur, on a donc :

$$(60) \quad \mathcal{U}_1 = \mathcal{E}_1 \sqrt{\frac{(r_1 + q_2 R_2)^2 + \left(\omega L_1 - q^2 \omega L^2 + \frac{q^2}{\omega C}\right)^2}{(R_1 + q^2 R_2)^2 + \left(\omega L_1 - q^2 \omega L_2 + \frac{q^2}{\omega C}\right)^2}}.$$

Quand il y a résonance, le dénominateur se réduit à son premier terme et la tension U_2 est plus élevée en général que la force électromotrice $\mathcal{E}_1$; la différence est d'autant plus grande que l_1 diffère davantage de L_1, c'est-à-dire que le circuit primaire contient plus de self ajoutée en dehors du transformateur.

Il y a donc intérêt, pour ne pas trop élever la tension du transformateur dans ce cas, à reporter la self plutôt dans le secondaire.

Ces montages à accouplement moyen sont, en définitive, compris entre deux cas limites *a* et *b* (*fig.* 1), intéressants par leurs propriétés évidentes.

Cas a. — Secondaire du transformateur branché directement sur le condensateur, et primaire alimenté par un circuit présentant une forte self-induction, formée en partie de celle de l'alternateur et en partie des self-inductions additionnelles. Si on appelle $\frac{n_1}{n_2}$ le rapport de transformation du transformateur, la capacité C du secondaire équivaut à une capacité $\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2$ fois plus grande sur le pri-

maire ([1]), et la résonance est obtenue quand on réalise la condition :

$$\omega^2 C \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 S_1 = 1,$$

ou plus rigoureusement, en tenant compte des fuites supposées très faibles du transformateur et représentées à l'ordre d'approximation habituel par un coefficient de fuite σ' :

$$\omega^2 C \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 (S_1 + l_1\sigma') = 1.$$

Ce cas ne fait qu'appliquer le « phénomène de Ferranti » depuis longtemps connu et constaté pour la première fois quand on a alimenté à Londres un réseau souterrain à haute tension ([2]). Le transformateur est un simple multiplicateur de tension intercalé entre le primaire et le secondaire ; les deux self-inductions du transformateur lui-même s'annulent réciproquement (sauf les fuites), grâce à l'accouplement presque parfait de ses enroulements. On constate donc presque toute la surélévation de tension au moment de la résonance, entre les bornes de la source d'alimentation A et les bornes du circuit primaire l_1 : le transformateur doit être établi en vue de cette tension majorée. Si l'alternateur est de petite puissance, la tension à ses bornes croît en même temps par l'effet de sa réactance intérieure. Il faut donc avoir soin de donner à l'alternateur une réaction d'induit assez faible pour pouvoir réaliser la résonance sur la capacité prévue, qui, dans le cas de la télégraphie sans fil, est déterminée par d'autres conditions (longueur d'onde des oscillations à produire dans l'antenne).

Cas b. — Transformateur alimenté au primaire par une source de

---

([1]) Puisque le courant primaire égale $\frac{n_2}{n_1}$ fois le courant secondaire, et la force électromotrice primaire $\frac{n_1}{n_2}$ fois la force électromotrice secondaire, à toute résistance primaire ou self-induction secondaire équivaut de même une résistance ou self-induction primaire égale à la même valeur multipliée par $\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2$.

([2]) Hopkinson, dès 1884 (*Proc. Inst. El. Eng.*, 1884, p. 513), a montré qu'un alternateur alimentant un condensateur peut donner lieu à une surélévation de tension. Lors de la discussion de son mémoire, Blackesley donna la solution graphique correspondante (Voir son livre *Alternate Currents*, 2e édition, p. 55). Après la constatation du trouble apporté par ce phénomène dans le fonctionnement de l'usine Ferranti en 1890, M. Fleming en fit une étude expérimentale très complète avec un transformateur (*Alternate Currents Transformers*, p. 394).

force électromotrice dénuée de self-induction, par exemple par un grand réseau de distribution, avec self-inductions de réglage S_2 sur le circuit secondaire entre les bornes du transformateur et le condensateur. Dans ce cas, aucune surtension ne se produit aux bornes secondaires du transformateur, et tout se passe comme si l'on alimentait le circuit secondaire par un réseau $\frac{n_2}{n_1}$ fois plus fort. La surtension se produit sur le parcours de self-induction et atteint son maximum aux bornes du condensateur.

La condition de résonance dépend uniquement du circuit secondaire hors transformateur et est donnée par l'expression :

$$\omega^2 CL_2 = 1,$$

ou plus exactement :

$$\omega^2 C(L_2 + \sigma' l_2) = 1.$$

Ici encore on pourrait supprimer le transformateur si l'on disposait d'un alternateur à haute tension ; j'ai vérifié le fait et constaté qu'il n'y a presque aucune modification à faire subir au circuit secondaire pour obtenir la même résonance.

On voit que, dans ces deux cas *a* et *b*, quand on emploie un transformateur parfait, la résonance peut être calculée comme pour un simple circuit contenant une capacité et une self-induction (la self-induction extérieure). C'est seulement dans les cas mixtes (selfs extérieures des deux côtés) que l'expression de la self-induction à faire intervenir est complexe et que le transformateur ne se comporte plus aussi simplement qu'un multiplicateur de la tension par $\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$.

Mais, si l'on augmente beaucoup la self sur le primaire en même temps que sur le secondaire, la réaction d'un circuit sur l'autre diminue de plus en plus, et, pour obtenir la résonance, le réglage du secondaire tend de plus en plus vers le réglage qu'on aurait pour ce circuit seul, sans primaire, c'est-à-dire vers la condition :

$$\omega L_2 - \frac{1}{\omega^2 C} = 0.$$

On ne peut plus alors négliger R_2 devant ce groupe évanouissant, c'est l'inverse qu'il faut faire ; on ne peut plus faire l'hypothèse $h^2 q^2 = 1$, qui entraînait la solidarité des résonances. C'est un cas limite qui demande à être traité à part.



Dans les équations (25), (29), (30), (31), (32), on peut toujours supposer R_1 et R_2 petits devant ωL_1, ωS_1, ωM_1. Les valeurs de q et h diffèrent donc peu, dans ce cas, de :

$$(62)\qquad q \approx \frac{\omega M}{R_2}.$$

$$(63)\qquad h \approx \frac{M}{L_1}.$$

$\mathfrak{J}_1$ et $\mathfrak{J}_2$, φ_1, φ_2 tendent respectivement vers les valeurs correspondantes :

$$(64)\qquad \mathfrak{J}_1 \approx \frac{\mathcal{E}_1 \sin(\omega t - \varphi_1)}{\omega L_1},$$

$$(65)\qquad \mathfrak{J}_2 \approx \frac{\mathcal{E}_1 \sin\left(\omega t - \varphi_2 + \frac{\pi}{2} - \theta_1\right)}{h\omega L_1} \approx \frac{\mathcal{E}_1 \sin\left(\omega t - \varphi_2 + \frac{\pi}{2} - \theta_1\right)}{\omega M}.$$

$$(66)\qquad \operatorname{tang}\varphi_1 \approx \frac{\omega L_1}{R_1 + q^2 R_2} \approx \frac{\omega L_1}{R_1 + \frac{\omega^2 M^2}{R_2}};$$

$$(67)\qquad \operatorname{tang}\varphi_2 \approx \frac{h\omega L_1}{R_2 + h^2 R_1} \approx \frac{\omega L_1}{R_1 \frac{M}{L_1} + R_2 \frac{L_1}{M}};$$

φ_1 devient donc plus ou moins différent de φ_2 ; il n'y a plus, comme dans le cas de tout à l'heure, opposition des phases de J_1 et J_2. Par suite, le décalage du courant J_1 sur la force électromotrice $\mathcal{E}_1$ ne s'annule plus à la résonance, mais reste notable et positif (J_1 est en retard), d'autant plus voisin de la valeur qu'il aurait dans la présence du circuit secondaire que $\frac{\omega^2 M^2}{R_2}$ est plus petit, c'est-à-dire que l'accouplement est plus lâche.

En outre, la différence de potentiel aux bornes du transformateur d'après (60) tend vers la valeur :

$$(68)\qquad \mathfrak{U}_1 = \mathcal{E}_1 \sqrt{\frac{(r_1 + q^2 R_2)^2 + (\omega l_1)^2}{(R_1 + q^2 R_2)^2 + (\omega L_1)^2}} < \mathcal{E}_1,$$

qui décroît d'autant plus que L_1 est plus grand par rapport à l_1, c'est-à-dire qu'il y a plus de self-induction primaire reportée en dehors du transformateur.

On voit que, dans ce cas limite spécial, on peut constater dans le primaire des effets tout à fait en contradiction avec ceux indiqués dans le cas où R_2 est négligeable devant $\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right)$.

Considérons maintenant les formules de l'amortissement (59) et de l'amplitude (47) de $\mathcal{U}_2$ qui s'en déduit au moment de la résonance, en supposant R_1 négligeable devant ωZ_1 :

$$(69) \qquad \mathcal{U}_2 = \frac{h\mathcal{E}_1}{\omega C(R_2 + h^2 R_1)} \approx \frac{M}{L_1} \frac{\mathcal{E}_1}{\omega C \left(R_2 + \frac{M^2}{L_1^2} R_1\right)}.$$

L'amortissement est d'autant plus influencé par le primaire que h est plus grand, c'est-à-dire l'accouplement plus serré, et la fréquence de résonance plus faible. La première conclusion est évidente, puisqu'elle correspond à une réduction des oscillations provoquées dans le primaire par les oscillations secondaires. Mais, en même temps, l'amplification de $\mathcal{U}_2$ en régime permanent décroît indéfiniment. Il n'y a donc pas de valeur optimum à indiquer pour $\frac{M}{L_1}$, c'est-à-dire pour le degré d'accouplement ; c'est au constructeur de voir jusqu'à quel point il veut sacrifier le rapport d'*amplification* $\frac{\mathcal{U}_2}{\mathcal{E}_1}$ à la *pureté* de la résonance, dont dépend la durée de la période variable.

Si l'on tient compte de la condition de résonance (51) pour éliminer M dans (69), on obtient la relation :

$$\mathcal{U}_2 \approx \frac{\mathcal{E}_1 \sqrt{\frac{L_1}{\omega}\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega} C\right)}}{L_1 \omega C \left[R_2 + \frac{R_1}{\omega}\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right)\right]} = \frac{\mathcal{E}_1 \sqrt{\frac{\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}}{\omega L_1}}}{\omega C R_2 + C R_1 \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C}\right)}.$$

entre les valeurs de L_1, L_2 et $\frac{\mathcal{U}_2}{\mathcal{E}_1}$ en cas de résonance.

Construction des transformateurs à résonance. — Les principes indiqués ci-dessus peuvent être appliqués immédiatement à la construction des transformateurs à résonance.

Tout d'abord on voit qu'il n'y a pas une solution qui s'impose nettement pour le degré d'accouplement ; ceux qui ont prétendu démontrer l'utilité d'un accouplement $k = \frac{1}{2}$ ont supposé à tort dans leur calcul que les self-inductions L_1 et L_2 sont constantes et que le coefficient d'accouplement est variable, au lieu qu'en réalité toutes les données de construction sont également des variables au même titre.

On peut seulement chercher les meilleures conditions générales pour réaliser soit l'amortissement le plus faible, dans le but d'allonger le plus possible la période variable d'établissement de la résonance, afin de raréfier les étincelles, soit l'amplification la plus grande de la tension secondaire par rapport à la tension primaire, en vue de réaliser la plus grande longueur d'étincelles ou d'employer le plus petit nombre de spires induites, sans se préoccuper des difficultés d'isolement. C'est la première condition qu'on recherchera en général pour la télégraphie sans fil, parce que, dans celle-ci, la tension secondaire est une donnée fixée d'avance par les autres conditions du problème ; la seconde condition est, au contraire, plus intéressante pour certaines applications de laboratoire ou d'électrothérapie. On pourrait aussi chercher à réduire la consommation.

Pour faciliter la discussion, on peut admettre en général qu'il existe pour les différentes espèces de bobines ou de transformateurs une certaine relation de proportionnalité entre la résistance et la self-induction, en supposant que ces bobines sont construites d'une manière industrielle, c'est-à-dire en vue de réaliser le minimum de dépenses de construction. On peut donc poser les relations :

$$R_1 = \zeta_1 L_1, \qquad R_2 = \zeta_2 L_2,$$

en appelant ζ_1, ζ_2 les coefficients convenables, qui peuvent être différents pour la haute et la basse tension, et qui sont à déterminer par comparaison avec des bobines existantes. En substituant ces expressions dans les expressions de l'amplitude et de l'amortissement (59 *bis*), on donne à celles-ci les formes simplifiées suivantes :

$$\alpha = \frac{R_2}{2\sigma L_2} + M\,\frac{(1-\sigma)}{2\sigma}.$$

A l'aide de ces formules on peut chercher, suivant les cas, les meilleures conditions à remplir.

L'avantage de cette méthode, c'est qu'elle permet d'englober dans les résistances R toutes les autres pertes par hystérésis et courants de Foucault dont les bobines sont le siège, et de considérer les R comme des résistances apparentes déterminées empiriquement d'après les résultats des bobines ou transformateurs industriels analogues.

Si l'on appelle R_1 et L_1 la résistance primaire et la self-induction

apparente (1) d'un transformateur fonctionnant à vide, c'est-à-dire à circuit secondaire ouvert ; I_w et I_d, les courants wattés et déwattés correspondants mesurés dans cette situation, on a la relation :

$$\frac{I_w}{I_d} = \frac{R_1}{\omega L_1},$$

d'où :

$$\zeta_1 = \frac{R_1}{L_1} = \frac{\omega I_w}{I_d}.$$

Or, les rapports $\frac{I_w}{I_d}$ sont connus et ont les valeurs de 0,90 à 1,10, soit 1,0 en moyenne, pour les transformateurs à circuit magnétique fermé, et de 0,055 à 0,065, soit en moyenne 0,060, pour les transformateurs à circuit magnétique ouvert. On en déduit les valeurs moyennes de ζ égales respectivement à $\frac{2}{T}$ pour les premiers et à $\frac{0,12}{T}$ pour les seconds, d'où les décréments logarithmiques auront, d'après l'expression (49), pour plus faible valeur pratique, dans les exemples considérés, respectivement 1 et 0,06.

Mais la suppression d'un des enroulements dans les bobines de self-induction permet d'obtenir des valeurs de ζ plus faibles. On peut les réduire encore bien davantage par l'emploi des tôles nouvelles spéciales qui, à égale épaisseur, n'ont qu'une consommation moitié moindre des tôles anciennes, et par la réduction de l'épaisseur des tôles qui réduit considérablement l'importance des courants de Foucault ; par ces moyens, on peut encore réduire le décrément au 1/4 des chiffres précédents.

Dans tous les cas, la connaissance approximative des coefficients empiriques ζ permettra de calculer à l'avance d'une manière approchée le courant J_2 que débitera le circuit secondaire sur le condensateur C en régime permanent; on obtiendra ainsi une limite supérieure de la puissance apparente (en kilovolt-ampères) que peut avoir le transformateur ; on peut exécuter ensuite le calcul industriel des transformateurs de self-induction au moyen des équations donnant les valeurs des courants.

On peut ensuite vérifier la valeur de l'amortissement en calculant approximativement toutes les pertes par résistance, hystérésis et

(1) Les selfs apparentes sont un peu diminuées par la réaction des courants de Foucault; mais, avec les fils de fer ou les tôles minces employés ordinairement, la correction correspondante peut être négligée en pratique.

courants de Foucault dans le fer des noyaux des transformateurs ou bobines et les pertes par hystérésis diélectrique du condensateur [1].

En définitive, le choix des meilleures conditions de construction d'un transformateur à résonance est un problème complexe ; on doit, je crois, éviter l'emploi des circuits magnétiques fermés, sauf dans le cas que nous avons appelé cas b, parce qu'alors le transformateur fait partie pour ainsi dire du système générateur, ou quand les transformateurs à noyau magnétique fermé se comportent presque comme s'ils étaient à noyau magnétique ouvert (quand les enroulements primaire et secondaire sont bobinés en opposition sur deux branches différentes) ; cependant, comme les courants ne sont pas exactement en opposition, il y a des moments où les lignes de force, au lieu de se fermer par des fuites à travers l'air, se ferment suivant des fuites magnétiques. La supériorité des noyaux magnétiques ouverts provient de la possibilité qu'ils fournissent d'accroître le nombre des spires, des enroulements magnétisants, et par suite la self-induction, qui est proportionnelle au carré du nombre des spires.

---

(1) On peut prendre en effet comme expression de l'amortissement le rapport de la perte d'énergie totale du système pendant un demi-cycle à l'énergie totale emmagasinée. Cette dernière n'est pas toujours facile à établir dans le cas le plus général, mais ordinairement on peut avoir une valeur maximum de l'amortissement en admettant que cette énergie est égale à l'énergie potentielle maxima du condensateur. D'où l'expression :

$$\alpha = \frac{1/2 V_2 (a\omega \mathfrak{B}^{1,6} + b\omega^2 \mathfrak{B}_2^2) + \varepsilon V (a\omega \mathfrak{B}^{1,6} + b\omega^2 \mathfrak{B}_2^2) + \varepsilon_1 V_1 (a\omega \mathfrak{B}^{1,6} + b\omega^2 \mathfrak{B}_1^2) + d\omega C \mathfrak{U}_2^2}{1/2 C \mathfrak{U}_2^2},$$

dans laquelle V, V_1, V_2 représentent les volumes de fer du transformateur des selfs primaires et des selfs secondaires ; a, b, d, des coefficients de perte par cycle ; $\mathfrak{B}$, $\mathfrak{B}_1$, $\mathfrak{B}_2$, les inductions maxima correspondantes ; $\mathfrak{U}_2^2$, la tension secondaire maxima ; on est obligé de faire intervenir des coefficients de réduction ε et ε_1 pour tenir compte qu'une partie seulement des pertes d'énergie dans les noyaux de fer est imputable à l'oscillation du circuit secondaire ; si le transformateur est branché directement sur le condensateur, tout l'ensemble des circuits participe, comme on l'a vu, à l'oscillation propre du condensateur, et on aura ε et ε_1 égaux à l'unité. Au contraire, si le transformateur est branché directement sur le réseau et les self-inductions extérieures concentrées dans le circuit secondaire, l'énergie nécessaire à la magnétisation du transformateur est fournie directement par le réseau ; le transformateur suit simplement le rôle de multiplicateur de tension, de sorte que ε_1 doit être nul ainsi que V_1. Dans les cas intermédiaires, l'énergie dépensée dans le fer du transformateur et dans les selfs primaires proviendra en partie du circuit d'alimentation et en partie du circuit oscillant et on pourra supposer le partage fait dans la proportion indiquée par le coefficient d'atténuation h qui figure dans la formule de l'amortissement.

On voit que le problème est assez complexe, même avec les simplifications précédentes.

sans accroître à l'excès l'induction dans le fer qui entraîne des pertes considérables d'énergie. On peut tirer le plus grand effet possible de cette considération en formant le noyau intérieur des bobines de tronçons de fer séparés par des intervalles d'air assez courts pour que le flux reste localisé dans l'intérieur de la bobine. En proportionnant convenablement le rapport des fers aux vides, on peut réaliser à volonté une perméabilité moyenne assez faible pour éviter l'inconvénient des noyaux droits ordinaires qui se saturent dans la portion médiane. Dans tous les cas, il faut avoir soin que les noyaux se prolongent en dehors des bobines sur une assez grande longueur pour offrir une large surface rayonnante au flux magnétique et éviter ainsi qu'il ne s'échappe avant d'avoir traversé des enroulements extrêmes des bobines. On peut réduire ce dernier inconvénient en augmentant le diamètre intérieur des bobines près de leurs extrémités, comme l'a indiqué déjà le professeur E. Thomson. Il serait logique aussi de bobiner la partie médiane des bobines, qui utilise le flux entier, en un fil plus fin que les extrémités.

Les transformateurs spéciaux dans lesquels les enroulements ont été réglés par tâtonnements, de manière à réaliser les fuites convenables, se prêtent moins facilement au réglage que les systèmes plus simples consistant dans l'emploi d'un transformateur industriel accompagné de self-inductions fixes extérieures ajoutées au circuit secondaire et de self-inductions de réglage extérieures sur le circuit primaire. Cette solution est celle qui rend le plus facile l'isolement du système en permettant d'en localiser la difficulté sur les selfs secondaires, où elle est moins grande que dans les transformateurs à deux enroulements.

Cependant un transformateur spécial à fuites a l'avantage de constituer un appareil unique, peu encombrant, réglé une fois pour toutes, et l'emploi en reste ainsi justifié dans certains cas, notamment pour les laboratoires et les applications médicales, les petits postes de T. S. F., à condition de réserver une marge de réglage par self primaire pour parfaire la résonance, si la fréquence des générateurs vient à varier notablement. Cette dernière précaution est d'ailleurs nécessaire dans tous les cas.

Électromètre enregistreur des ions de l'atmosphère (1);

Par M. P. Langevin et M. Moulin.

Les expériences d'Elster et Geitel (2) et de C.-T.-R. Wilson on montré que la conductibilité permanente de l'air est due à la présence d'ions des deux signes produits par les substances radioactives qui y existent toujours en très petite quantité, et peut-être aussi par des radiations pénétrantes, d'origine terrestre ou solaire.

Le rôle important joué par ces ions dans divers phénomènes météorologiques, tels que la production et les variations du champ électrique terrestre, les variations du champ magnétique attribuées par M. Schuster (3) aux courants induits dans l'air conducteur par son déplacement dans la portion permanente de ce champ magnétique, la production des nuages par condensation de la vapeur d'eau devenue sursaturante par refroidissement ou ascension des masses d'air humide sur les centres chargés fonctionnant comme germes pour la formation des gouttes d'eau, rend intéressante et nécessaire une observation continue de l'ionisation atmosphérique.

Depuis quelques années cette question est à l'étude et diverses méthodes ont été proposées pour la mesure des éléments caractéristiques. Il est nécessaire de rappeler tout d'abord quels sont ceux-ci et comment leur nombre s'est accru par suite d'un examen plus approfondi des diverses catégories d'ions contenues dans l'air de manière permanente.

Il s'y trouve tout d'abord des ions analogues à ceux que produisent les rayons de Röntgen ou de Becquerel, des « petits ions » des deux signes, de mobilité voisine de $1^{cm},5$ par seconde, dans un champ de 1 volt par centimètre. Nous désignerons par p et n les quantités d'électricité portées respectivement par les petits ions positifs et négatifs dans l'unité de volume d'air, les densités en volume des charges positives et négatives disponibles sous forme de petits ions. Si e est la charge portée par chaque ion en valeur absolue, voisine de $3,4 \times 10^{-10}$ unité C. G. S. électrostatique, les nombres

(1) Séance du 17 mai 1907.

(2) Voir H. Geitel, *le Radium*, 1905, p. 193 et 225.

(3) Conférence de Pâques à la Société française de Physique (Voir ce vol., p. 271).

des petits ions positifs et négatifs présents dans l'unité de volume sont respectivement $\frac{p}{e}$ et $\frac{n}{e}$. Nous désignerons par k_1 et k_2 les mobilités de ces deux catégories d'ions.

Au cours des expériences que nous poursuivons depuis deux ans à la tour Eiffel, nous avons été conduits à reconnaître [1] qu'il existe constamment dans l'air des ions beaucoup moins mobiles que les précédents, de mille à trois mille fois, des « gros ions », véritables particules ou gouttelettes de l'ordre du centième de micron en diamètre et contenant au moins un million de molécules, analogues aux ions observés par M. Townsend dans les gaz récemment préparés et par M. E. Bloch dans l'air en contact avec du phosphore. Les ions ordinaires sont, au contraire, beaucoup plus petits, de l'ordre des dimensions moléculaires ; ils contiennent au maximum dix à vingt molécules groupées par attraction électrostatique autour d'un centre électrisé.

Un point important est que les quantités d'électricité positive et négative portées par ces gros ions dans l'unité de volume d'air peuvent être beaucoup plus considérables, jusqu'à cinquante fois, que celles portées par les petits ions. Nous désignerons par P et N les densités en volume de ces charges disponibles sous forme de gros ions des deux signes, dont les nombres par unité de volume seront aussi $\frac{P}{e}$ et $\frac{N}{e}$, si l'on admet l'égalité très probable de leur charge individuelle à celle des ions ordinaires.

Il est remarquable que l'expérience a démontré l'absence de centres intermédiaires entre les petits et les gros ions. Il existe ainsi dans l'air des catégories nettement tranchées de particules électrisées, et les rôles qu'elles jouent sont nettement différents.

Tout d'abord la conductibilité de l'air est due aux petits ions pour la plus grosse part : en effet, cette conductibilité ou densité de courant produite par un champ d'intensité égale à l'unité a pour valeur, si l'on désigne par K_1 et K_2 les mobilités moyennes des gros ions positifs et négatifs :

$$\gamma = pk_1 + PK_1 + nk_2 + NK_2.$$

Nous désignerons par γ_+ et γ_- les deux parties :

$$\gamma_+ = pk_1 + PK_1, \qquad \gamma_- = nk_2 + NK_2, \qquad \gamma = \gamma_+ + \gamma_-,$$

(1) P. Langevin, *C. R.*, t. CXL, p. 232 ; 1905.

de la conductibilité totale γ, dues séparément aux centres positifs et aux centres négatifs. Dans chacune de ces deux parties, le terme relatif aux petits ions l'emporte en général de beaucoup sur l'autre. En effet, si les densités en volume peuvent être cinquante fois plus grandes pour les gros ions que pour les petits, leurs mobilités sont environ deux mille fois plus faibles, de sorte que la conductibilité due aux gros ions n'est guère que le quarantième de celle due aux petits. Dans tous les phénomènes où cette conductibilité intervient, comme la neutralisation de la charge du sol par le courant que son champ électrique produit dans l'atmosphère, ou les phénomènes d'induction qu'invoque M. Schuster, ce sont les petits ions qui jouent le rôle important.

D'autre part, les gros ions sont d'autant plus nombreux que l'atmosphère contient en suspension un plus grand nombre de particules, et leur nombre doit croître proportionnellement au nombre de ces particules. Il doit en effet s'établir un régime d'équilibre entre les diverses catégories de particules chargées et non chargées, présentes simultanément dans l'atmosphère, les gros ions se formant par diffusion des ions ordinaires vers les particules neutres et se détruisant pour restituer la particule neutre par recombinaison avec les petits ions de signe opposé. La mesure de la charge présente en gros ions donne donc, plus facilement que la numération des poussières par la méthode de condensation d'Aitken, une mesure du degré d'impureté de l'atmosphère, en relation avec les phénomènes optiques, comme celui de la brume.

Enfin les gros ions et les particules neutres dont ils impliquent la présence jouent le rôle essentiel dans la formation des couches inférieures de nuages (stratus et cumulus entre 1 000 et 2000 mètres d'altitude). Ces particules, en effet, condensent la vapeur d'eau à peine sursaturante, et, quand une masse d'air humide s'élève et se refroidit par détente adiabatique, c'est sur elles tout d'abord que les gouttes se forment. Quand ces gouttes sont assez grosses pour que leur chute composée avec la vitesse d'ascension de l'air les laisse stationnaires, la masse d'air continuant à s'élever ne peut plus former de gouttes que par condensation sur les ions ordinaires qui nécessitent une sursaturation considérable (une pression de vapeur de 6 à 8 fois plus grande que la pression maxima), de sorte qu'on doit monter à une altitude beaucoup plus élevée pour obtenir cette deuxième couche de nuages formée sur les petits ions, vraisemblablement

jusqu'à l'altitude des cirrus, souvent situés à 10 ou 12 kilomètres.

De l'équilibre indiqué plus haut entre les ions et les particules en suspension dans l'air, il résulte que le nombre des gros ions doit varier en sens inverse de celui des petits, puisque la recombinaison entre les deux espèces doit, pour la plus grosse part, équilibrer la production d'ions par les divers rayonnements. L'expérience nous a montré en effet des variations opposées des deux catégories d'ions, ainsi que des variations du champ électrique terrestre opposées à celles des petits ions et parallèles à celles des gros. Ceci résulte en particulier du fait que le champ sera d'autant plus intense que la conductibilité de l'air sera plus faible, c'est-à-dire que seront plus rares les petits ions auxquels cette conductibilité est principalement due.

On voit par ce qui précède l'importance que présentent, pour des raisons diverses, les divers éléments que nous avons définis, principalement les densités en volume p, n, P, N des ions petits et gros, positifs et négatifs, ainsi que les conductibilités γ_+ et γ_-.

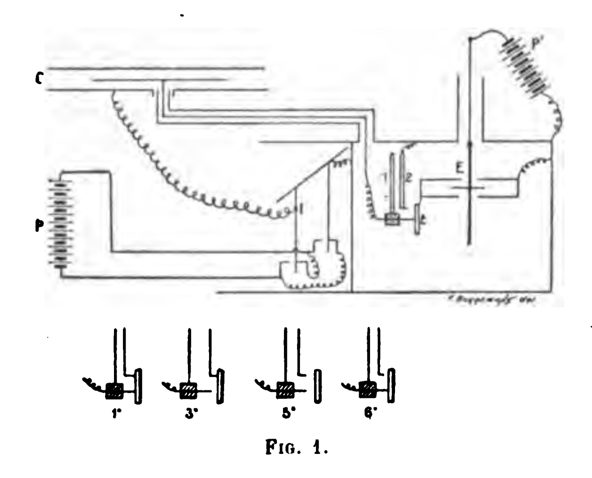


Fig. 1.

Nous nous proposons, comme nous l'avons vu, de déterminer le nombre d'ions contenus dans l'unité de volume d'air. Dans ce but, un courant d'air (puisé à l'extérieur) passe dans un condensateur cylindrique C (*fig.* 1) dont l'armature interne communique, par l'intermédiaire de l'aiguille isolée du levier 1, avec l'une des paires de quadrants de l'électromètre E. L'armature extérieure de ce condensateur est reliée à l'un des pôles, le pôle positif par exemple, d'une

batterie de petits accumulateurs dont l'autre pôle est à la cage de l'électromètre et à l'autre paire de quadrants. Dans ces conditions, l'armature intérieure, primitivement en communication avec la cage par le levier 2, reçoit des charges positives qui, se répandant sur le système isolé, font dévier l'électromètre d'une quantité proportionnelle à la charge totale reçue depuis le moment où l'isolement s'est produit.

Le courant d'air est obtenu à l'aide d'un compteur à gaz fonctionnant comme aspirateur et commandé par un petit moteur électrique qui ferme un contact électrique chaque fois que le compteur a fait un nombre déterminé de tours, c'est-à-dire chaque fois qu'un volume d'air U a passé dans le condensateur. Au moment où ce contact se produit, *l'électromètre a donc dévié d'une quantité proportionnelle au nombre d'ions contenus dans le volume d'air* U, volume bien connu et toujours le même, grâce à l'emploi du compteur ; et ceci, quelle que soit la vitesse du courant d'air, à condition, toutefois, qu'elle reste comprise entre des limites que nous déterminerons plus loin.

Le circuit, fermé par contact, commande un petit électro-aimant *e*, qui, au moment de la rupture, provoque le déclenchement d'un mécanisme qui accomplit les opérations suivantes :

1° Mise à la cage du système isolé par l'intermédiaire du levier 2, qui vient au contact de la touche *t* ;

2° Une came voisine inverse aussitôt le champ dans le condensateur, au moyen de l'inverseur I ;

3° Le levier 1 quitte la touche *t*, isole, par conséquent, l'électrode à laquelle il est relié, et cette électrode commence à recevoir des charges de signe contraire à celles qui viennent de s'enregistrer.

Ces trois opérations n'ont duré que 2 à 4 secondes au maximum, l'électromètre n'est pas encore revenu au zéro ;

4° L'électromètre, toujours à la cage par le levier 2, revient au zéro et ce zéro s'enregistre (30 à 45 secondes) ;

5° Le levier 2 quitte la touche *t*, isole l'électromètre, puis le levier 1 revient au contact de *t* et l'électrode partage avec l'électromètre les charges qu'elle vient de recevoir. L'électromètre dévie brusquement d'une petite quantité et sa déviation augmente lentement jusqu'à ce qu'un nouveau volume d'air U ait passé dans le condensateur. Un contact se produit de nouveau, et la même série d'opérations se répète alternativement pour les ions des deux signes.

L'enregistrement est obtenu par la méthode photographique. Le

miroir de l'électromètre forme l'image du filament vertical d'une lampe à incandescence (ou d'une fente éclairée par une petite lampe à essence) sur une fente horizontale derrière laquelle tourne un tambour sur lequel est enroulée une feuille de papier au gélatino-bromure. Sur cette feuille nous obtiendrons donc, de chaque côté d'une série de points représentant le zéro, une série de lignes inclinées correspondant aux charges positives d'un côté et aux charges négatives de l'autre. Leurs extrémités représenteront la variation de l'ionisation de l'atmosphère en fonction du temps et nous donneront, après étalonnage, le nombre d'ions contenus par unité de volume d'air (Voir plus loin).

La méthode se prête aussi bien à l'enregistrement des petits ions que des gros ions. L'énorme différence de mobilité de ces centres permet de les séparer facilement et nécessite, pour chaque espèce d'ions, un condensateur C de capacité différente.

Nous avons été conduits à adopter les valeurs suivantes :

Petits ions. — Volume d'air total U = 500 litres, passant en 6 à 7 minutes (débit 1,4 à 1,2 litre par seconde).

Condensateur { Tube extérieur : diam., 5 cm. ; long., 30 cm.
Électrode : diam., 1,8 cm. ; long., 20 cm.
Capacité : C = 10.

Potentiel de charge (V) minimum : 7,5 volts (pour 500 litres en 6 minutes). En prenant 8 à 10 volts, on sera à l'abri d'une augmentation possible de la vitesse du moteur.

Toutefois il ne faudrait pas prendre un potentiel trop supérieur à la limite, car le nombre de gros ions recueillis cesserait d'être négligeable (1).

Gros ions. — Volume d'air total, U = 100 litres, passant en 6 à 7 minutes (débit 0,28 à 0,24 litre par seconde).

Condensateur { Tube extérieur : diam., 7 cm. ; long., 130 cm.
Électrode : diam., 5 cm. ; long., 120 cm.
Capacité : C = 180.

Potentiel de charge (V) minimum : 370 volts pour 100 litres en

(1) Les gros ions sont, au maximum, 50 fois plus nombreux que les petits et 3 000 fois moins mobiles. Le rapport du nombre de gros ions recueillis au nombre de petits ions sera d'environ 1/60, ce qui conduira à une erreur d'environ 2 0/0 en plus, dont on pourra tenir compte si l'on enregistre simultanément les gros ions et les petits.



6 minutes et 330 volts pour 100 litres en 6 minutes. Il faudra au moins quatre boîtes de petits accumulateurs de 88 à 90 volts chacune, telles qu'on les construit actuellement. Avec ce condensateur, le courant par convection de poussières n'apparaît que bien au-dessus de 600 volts.

L'installation telle que nous venons de la décrire est actuellement réalisable dans tous les observatoires météorologiques où l'on dispose du courant nécessaire pour la charge des batteries de petits accumulateurs. Le montage une fois réalisé, l'appareil n'exige aucune surveillance ; il est simplement nécessaire de renouveler chaque jour la feuille de papier sensible enroulée sur le cylindre enregistreur et de faire en même temps l'inscription indiquée plus haut pour la sensibilité de l'électromètre.

Le même appareil se prête à des mesures très diverses dont les plus importantes sont les suivantes :

1° Densités en volume des petits ions positifs et négatifs par le procédé qui vient d'être décrit ;

2° Charge totale de l'air atmosphérique par unité de volume :

$$\rho = P + p - (N + n),$$

en aspirant le volume U d'air à travers un cylindre de Faraday contenant du coton qui absorbe tous les ions présents et en reliant ce cylindre à l'électromètre au lieu de l'électrode utilisée dans les mesures précédentes (1) ;

3° Mesure directe des conductibilités γ_+ et γ_- par le procédé indiqué par M. Gerdien (2) : on fait passer dans le condensateur cylindrique utilisé pour les petits ions un courant d'air dans des conditions de débit et de charge du condensateur telles que la saturation ne soit obtenue pour aucune des catégories d'ions présentes. Il est facile de montrer que, dans ces conditions, le courant recueilli par l'électrode est, pour un sens convenable du champ :

$$i = 4\pi CV(PK_1 + pk_1) = 4\pi CV\gamma_+,$$

et pour le sens inverse du champ :

$$i = 4\pi CV(NK_2 + nk_2) = 4\pi CV\gamma_-.$$

(1) Nous avons fait construire par la Compagnie des Compteurs un modèle de cylindre de Faraday adapté à ce genre de mesures.

(2) H. Gerdien, *Physikalische Zeitschrift*, 1905, p. 800 ; *Radium*, 1904, p. 395.

Si, par conséquent, les interruptions sont commandées par une horloge de manière à se produire à intervalles de temps réguliers, au lieu de correspondre au passage d'un volume déterminé d'air, les déviations de l'électromètre dans les deux sens sont respectivement proportionnelles à γ_+ et γ_-;

4° Enfin l'appareil peut être utilisé pour l'étude des phénomènes de conductibilité gazeuse en fonction du temps, tels que la conductibilité d'une masse de gaz enfermée dans un récipient clos, ou la destruction spontanée des substances radioactives.

Nous espérons que l'emploi d'un semblable appareil, dans des stations placées en différents points du globe, permettra de réunir, avec le minimum d'efforts, des résultats de grande importance tant au point de vue de l'électricité et du magnétisme terrestre qu'à celui des condensations atmosphériques.

Sur quelques phénomènes électriques de l'atmosphère et leurs relations avec l'activité solaire (1);

Par M. Arthur Schuster.

L'ionisation de l'air est un fait fondamental qui joue un rôle prépondérant dans tous les phénomènes de l'électricité atmosphérique. Cette ionisation peut s'observer facilement dans les basses couches de l'atmosphère qui nous sont accessibles ; elle doit exister cependant aussi, et probablement à un haut degré, dans les régions très élevées.

Pour en estimer la valeur, on doit chercher une méthode indirecte ; on trouve celle-ci dans l'observation des oscillations de l'aiguille aimantée. La théorie que la variation diurne du champ magnétique terrestre est causée par des courants électriques circulant dans l'atmosphère est ancienne, mais elle ne pouvait être maintenue d'une manière sérieuse qu'après la découverte de la possibilité d'avoir un gaz qui fût conducteur de l'électricité sous l'influence des forces électromotrices les plus faibles. Dans un travail (2) dans lequel, il y a vingt ans, j'ai démontré pour la première fois qu'on peut ioniser les gaz par des étincelles électriques, j'avais déjà

(1) Conférence faite le vendredi 5 avril 1907.
(2) *Proc. Roy. Soc.*, vol. XLII, p. 373 ; 1887.

attiré l'attention des physiciens sur l'importance de ce fait comme preuve de la conductibilité de l'atmosphère, surtout dans les hautes régions où les décharges électriques indiquées par les aurores boréales doivent maintenir une ionisation permanente.

Je voudrais vous parler d'abord de quelques conclusions importantes qu'on peut déduire des variations magnétiques. Tout le monde sait que, si un conducteur se meut à travers des lignes de force, il en résulte un courant électrique. Si donc l'atmosphère est conductrice et si l'air est sujet à des mouvements périodiques, on doit avoir des courants induits par ce mouvement, toutes les fois qu'il se produit à travers les lignes du champ magnétique terrestre.

Comme on peut calculer les courants électriques qui peuvent être la cause des variations observées, on pourra en déduire les déplacements périodiques de l'air nécessaires pour l'explication des variations. C'est ce travail que j'ai entrepris et qui m'a donné des résultats intéressants. On trouve que la variation diurne magnétique est liée intimement à la variation diurne de la pression atmosphérique, et je dois d'abord vous rappeler en quelques mots quels sont les faits principaux des changements périodiques de la pression.

Il est tout naturel que le soleil, en chauffant les couches de l'atmosphère, produise un mouvement horizontal de l'air et donne naissance à une onde qui ressemble au flux de la marée. Cette onde aurait un effet barométrique possédant une période principale de 24 heures. Comme la variation de la température, développée par une série de Fourier, possède un terme dont la période est une demi-journée, on s'attendrait à une variation barométrique secondaire de cette durée. Non seulement on peut observer cette période de 12 heures, mais elle est même beaucoup plus importante que celle de 24 heures. Les météorologistes ont été beaucoup embarrassés par ce fait dont l'explication, sans doute correcte, a été d'abord indiquée par lord Kelvin. En effet, l'amplitude de l'oscillation engendrée par une cause périodique doit dépendre de la période propre des oscillations de l'atmosphère considérée comme système vibrant indépendant. Lord Rayleigh[1] a calculé d'une manière approximative ces périodes libres, et a trouvé que la durée des deux oscillations qui sont les plus importantes est de 23^{h}3 minutes et de 13^{h}7. Ces

---

(1) *Œuvres complètes*, vol. III, p. 334.

nombres doivent être modifiés à cause de la rotation de la Terre, et M. Margules, en tenant compte de cette rotation, a démontré que la seconde oscillation s'approche de 12 heures beaucoup plus que la première s'approche de 24 heures. De cette manière on arrive à l'explication naturelle de la grandeur relative de la période semi-diurne.

En me basant sur les mouvements horizontaux qui donnent lieu aux variations de pression, je peux prouver que ces mêmes mouvements produisent, sous l'influence de la composante verticale des forces magnétiques terrestres, justement les courants électriques nécessaires pour l'explication des variations magnétiques.

Je commence par imaginer une conductibilité qui peut varier avec la hauteur, mais qui est uniforme dans chaque couche sphérique de l'atmosphère. Le calcul montre alors que la variation diurne du baromètre doit être accompagnée par une variation diurne magnétique et que la variation semi-diurne de la pression est accompagnée également par une variation magnétique correspondante. Ces variations magnétiques calculées s'accordent assez bien avec celles qu'on observe, pourvu qu'on prenne la moyenne de toute l'année. Quant aux phases du phénomène, on calcule pour le temps civil local du maximum diurne du potentiel magnétique : 12 heures (période de 24 heures) et 6^{h}48 minutes (période de 12 heures), tandis que l'observation donne 10^{h}24 minutes et 4^{h}58 minutes. Les temps observés sont donc en avance sur les temps calculés d'un intervalle qui est presque le même (1^{h}36 minutes et 1^{h}50 minutes) pour les deux périodes. Il est nécessaire de remarquer que, pour comparer les deux phénomènes, on ne peut pas prendre directement les changements observés en un seul lieu, mais que l'on doit traiter l'ensemble des observations faites en différents endroits sur la surface de la terre par les fonctions de Laplace, et comparer les termes correspondants des changements barométriques et magnétiques. Ces fonctions ne peuvent être calculées que si les phénomènes sont connus dans un nombre suffisant d'endroits; mais, à cause des lacunes dans les observations, les variations soumises au calcul sont un peu incertaines, de sorte que l'erreur de phase signalée plus haut pourrait s'expliquer par les défauts de notre connaissance. Malheureusement il y a une difficulté beaucoup plus sérieuse qui doit être résolue avant qu'on puisse accepter l'explication simple que j'ai donnée de la période magnétique. Si on

calcule la conductibilité de l'air pour les deux variations, on trouve un nombre différent selon qu'on la déduit de la variation de 24 heures ou de celle de 12 heures : dans le premier cas, la conductibilité qui ressort du calcul est trois fois plus grande. Il faut noter aussi que la variation magnétique observée est beaucoup plus grande en été qu'en hiver, tandis que la variation barométrique est à peu près la même dans les deux saisons, et ce désaccord nous conduit, je crois, à l'explication de la discordance signalée. En effet, si l'ionisation de l'air dans les hautes régions de l'atmosphère était produite par la radiation solaire, on comprendrait facilement l'augmentation des courants électriques en été, et notre première supposition de l'uniformité de la conductibilité de l'air ne serait pas juste. Ces réflexions m'ont conduit à reprendre le calcul en introduisant une variabilité de conduction d'après l'angle sous lequel les rayons du soleil tombent sur les différentes parties d'une couche sphérique de l'atmosphère, et j'ai obtenu une solution qui montre qu'on peut arriver de cette manière à un accord entre la théorie et les observations. Les détails du calcul seront publiés prochainement, et, quoique l'incertitude des observations ne nous permette pas de prononcer un jugement définitif, on verra qu'il n'y a pas d'objections sérieuses à la théorie que les variations magnétiques sont causées par des courants électriques induits sous l'influence combinée des forces magnétiques permanentes de la terre et de la grande oscillation atmosphérique qu'on observe dans les périodes diurnes de la pression barométrique.

Admettons donc, pour le moment, qu'il en est ainsi et demandons-nous quelle est la conductibilité électrique qui doit exister pour expliquer la grandeur des changements magnétiques. Le calcul nous donne le produit de la conductibilité par l'épaisseur de la couche conductrice et on trouve pour ce produit le nombre 3×10^{-6}. Les observations sur les aurores boréales et la hauteur à laquelle les météorites deviennent lumineux nous montrent que l'atmosphère s'étend bien au delà de 300 kilomètres, et, si on admet ce nombre comme épaisseur de la couche conductrice, on trouve que la conductibilité en unités électromagnétiques a une valeur moyenne de 10^{-13}. Ce nombre est très grand si on le compare avec la conductibilité observée près de la surface de la terre, qui est approximativement 10^{-24}; mais les expériences indiquent que la conductibilité augmente en raison inverse de la pression si la cause de

l'ionisation reste invariable et si la vitesse de recombinaison est indépendante de la température. A une hauteur telle que la pression est 1 millième de millimètre de mercure, la conductibilité devrait donc être 10^{-18}, et ce nombre doit être augmenté si, comme il est probable, la recombinaison des ions est plus lente lorsque la température est très basse. On voit cependant que, même en tenant compte de l'accroissement de la conductibilité par diminution de pression, il faut admettre une cause d'ionisation beaucoup plus forte dans les hautes régions qu'on l'observe sur la surface de la terre et, comme j'ai déjà dit, cette ionisation doit dépendre de la position du soleil. Donc elle doit être causée par un rayonnement du soleil. C'est un résultat important qui ressort de notre théorie et qui en démontrerait l'impossibilité si on pouvait prouver que la valeur de l'ionisation à laquelle elle conduit est inadmissible. A cet égard, je crois que, si l'on réfléchit à la presque impossibilité d'expliquer les variations magnétiques autrement que par des courants induits de l'atmosphère, on préférera admettre la grande conductibilité dans les hautes régions plutôt que d'abandonner une théorie qui, d'ailleurs, explique bien les faits.

Les effets électrostatiques qu'on observe près de la surface de la terre se passent, en apparence, en indépendance complète des effets magnétiques. On observe, par exemple, que les décharges électriques de l'éclair ne sont pas accompagnées de perturbations magnétiques, et, pendant les orages magnétiques, on n'aperçoit pas d'anomalies du potentiel. On ne peut quand même séparer la discussion des deux phénomènes, et l'origine de l'électricité atmosphérique forme un problème fondamental sur lequel je voudrais dire quelques mots. La théorie qui, à présent, semble être la plus probable repose sur le fait que la condensation de la vapeur d'eau se fait plus facilement sur les ions négatifs que sur les ions positifs. La pluie devrait donc transporter de haut en bas un excès d'électricité négative qui, en se répandant sur la surface du globe, maintiendrait la charge observée. La théorie demande que la quantité d'électricité communiquée au sol par la pluie soit égale à la quantité perdue par la conduction de l'air. Cette dernière quantité, on la connaît assez bien et on a cherché à mesurer les charges de la pluie qu'on trouve quelquefois d'un signe, quelquefois de l'autre, avec un excès cependant en faveur du signe négatif. On a cru démontrer de cette manière que l'ordre de grandeur de cet excès négatif est le

même que celui de la quantité dissipée par conduction, mais je crois qu'un simple calcul nous montrera qu'on ne pourra pas résoudre la question de cette manière.

La quantité de pluie qui tombe par seconde sur toute la surface de la terre est très considérable. La discussion des observations, qu'on doit d'abord à Sir John Murray (1), puis à M. Bruckner et M. Richard Fritsche (2), nous permet d'estimer la hauteur moyenne de l'eau recueillie sur les continents comme étant de près de 75 centimètres. La chute de pluie sur les océans est mal connue, mais elle a été estimée par Supau ; et M. Fritsche, en tenant compte de tous les faits connus, donne 91 centimètres comme la hauteur probable de la chute moyenne sur le globe de la terre. Il est intéressant de noter qu'en se basant sur ce nombre, on trouve que, pendant chaque seconde, un poids d'eau égal à 15 millions de tonnes tombe sur la surface de la terre.

Le courant électrique qui traverse la surface de la terre et qui tend à dissiper sa charge négative a été mesuré par plusieurs physiciens et notamment par MM. Gerdien et C.-T.-R. Wilson. En acceptant le chiffre de M. Wilson (3), qui donne une dissipation de 0,56 0/0 de la charge par minute, on trouve pour le courant vertical $8,25 \times 10^{-18}$ en mesure électromagnétique. Ce nombre est intermédiaire entre les deux valeurs trouvées pendant des ascensions en ballon des 11 mai et 18 août 1905 par M. Gerdien (4), par une méthode tout à fait différente. Une chute de pluie de 75 centimètres par an veut dire qu'en moyenne $2,4 \times 10^{6}$ grammes d'eau tombent par seconde sur 1 centimètre carré. Si cette chute remplace la perte par dissipation, on trouve que 1 gramme d'eau transporte vers le bas $3,5 \times 10^{-12}$ unités électromagnétiques. Dans les expériences sur l'électrisation de la pluie, on n'a malheureusement pas mesuré la quantité de pluie qui est tombée, mais seulement la quantité d'électricité apportée à l'électromètre dans un temps donné. Mais, en Allemagne où ces mesures ont été faites, le maximum d'eau tombée, dans une autre série d'expériences entreprise pour un objet différent par M. Lenard (5), a été $0^{cm^3},012$ par seconde. Et, si

(1) *Scottish biographical Magazine*, III, 2; 1887.
(2) *Zeitschrift für Esenwasserkunde*, VII ; 1906.
(3) *Proc. Camb. Phil. Soc.*, XIII, p. 363 ; 1906.
(4) *Gœttinger Nachrichten*, 1905, p. 447.
(5) *Met. Zeitschrift*, 1904, p. 249.

toute la pluie tombait aussi vite que cela, on devrait avoir pendant une averse un apport d'électricité de $4,16 \times 10^{-15}$ unités par seconde, en supposant que la pluie rapporte seulement à la terre l'électricité qui s'échappe par conduction. En réalité, on s'attendrait à un apport beaucoup moindre, parce que l'exemple emprunté à M. Lenard se rapporte à un cas d'une averse exceptionnellement forte. Au contraire, on trouve une électrisation beaucoup plus grande. Pendant les pluies, MM. Elster et Geitel [1] ont mesuré très souvent des électrisations de 6×10^{-15} C. G. S. par seconde, et une fois l'électrisation atteignit la valeur 76×10^{-15}. Le signe de la charge était quelquefois positif et quelquefois négatif. On voit donc que, pour calculer le total de la charge rapportée à terre par la pluie, il faut avoir des mesures de deux quantités qui ne diffèrent pas beaucoup et dont il faudrait connaître la différence pour décider la question que nous avons posée. Il serait déjà presque impossible d'arriver à des nombres exacts pour un endroit, et, quand même on y parviendrait, on ignorerait encore tout à fait si les conditions sont les mêmes dans les régions tropiques ou arctiques ou sur les océans. Tout ce qu'on peut dire à présent est que la quantité d'électricité positive et négative portée en bas par la pluie est, autant qu'on peut juger par les mesures faites en Europe, beaucoup plus grande que celle qu'il faut avoir pour remplacer la charge dissipée par conduction ; mais, comme c'est la différence entre le rendement des signes contraires qui intervient, les faits s'accordent bien avec la théorie que c'est bien l'eau tombant des nuages qui maintient la charge de la terre. Sans donc pouvoir prouver la théorie, les lois de la condensation de la vapeur d'eau sur les ions nous donnent des raisons qui suffisent pour l'adopter provisoirement.

Cette théorie explique d'une manière satisfaisante la variation du potentiel avec la hauteur au-dessus du sol. La diminution de cette variation nous prouve qu'il doit y avoir un excès d'ions positifs dans l'atmosphère, excès qui, en partie, tient à l'accroissement de la conductibilité. Car M. Gerdien nous a donné de bonnes raisons pour croire que le courant vertical doit rester approximativement constant, et il a pu confirmer cette conclusion dans deux ascensions en ballon. Si V représente le potentiel, x la hauteur et k la conducti-

---

(1) *Terrestrial Magnetism*, vol. IV, p. 15 ; 1899.

bilité, on peut exprimer la condition de la constance du courant :

$$K\frac{dV}{dx},$$

en écrivant :

$$\frac{d}{dx}K\frac{dV}{dx} = o.$$

On a donc pour la charge du volume :

$$-\frac{1}{4\pi}\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{1}{4\pi K}\frac{dK}{dx}\frac{dV}{dx}.$$

Comme $\frac{dK}{dx}$ et $\frac{dV}{dx}$ ont un signe positif, la charge du volume est positive.

Dans la région de la constance du courant vertical, la diminution de la variation du potentiel doit être complètement expliquée par l'augmentation de la conductibilité; mais, dès qu'on s'élève à la hauteur où la séparation des deux ions par condensation a lieu, d'autres circonstances modifient la distribution des surfaces équipotentielles.

La discussion des phénomènes électrodynamiques de l'atmosphère est incomplète sans la considération des relations très importantes qu'on a pu constater avec l'état variable de l'activité solaire. On constate facilement que la variation magnétique est notamment plus grande dans les années où les taches du soleil abondent, et la connexion de ces taches avec les orages magnétiques a été prouvée définitivement. Mais, en outre de ces relations certaines, on a beaucoup discuté des relations moins évidentes entre les taches et divers phénomènes de la météorologie. Ces relations, si on pouvait en être sûr, auraient une importance énorme. Cependant je crois qu'il faut approcher la question avec un scepticisme profond, car on n'a qu'à lire une grande partie des travaux qu'on a publiés sur ce sujet pour reconnaître que l'idée de ce qui constitue une preuve est beaucoup moins rigoureuse dans la physique cosmique que dans les autres branches de la science. S'il faisait beau temps, par exemple, les vendredis pendant trois semaines consécutives, personne ne conclurait qu'il fera beau tous les vendredis; mais, si la vendange était bonne trois fois de suite pendant le maximum de taches solaires, tout le monde ou presque tout le monde dira qu'une relation réelle entre les deux phénomènes est prouvée

On a, sans doute, mis au jour des faits qui méritent des recherches plus approfondies et qui même promettent des résultats positifs et décisifs. Par exemple, on ne peut guère regarder les courbes publiées par M. Koeppen (1) sur la température moyenne dans la zone tropique sans être impressionné par la similitude presque absolue entre la courbe de température et celle du nombre des taches du soleil ; pendant les quatre cycles 1822-1856, les maxima des taches solaires coïncident avec les minima de température et *vice versa*. Il est difficile de croire que cet accord soit accidentel; mais, avant 1800, la correspondance n'est plus exacte, et dans la période 1780-1790 les effets sont même complètement renversés ; aussi, en 1860, il y avait un maximum de température à la place du minimum qui aurait dû avoir lieu si la relation était parfaite. Il y a d'autres recherches, comme celles de M. J.-S. Lockyer (2) sur les variations de pressions, qui semblent établir une relation au moins très probable ; mais, d'autre part, on pourrait citer des publications sur ce sujet qui ne prouvent que le manque de faculté critique de la part des auteurs.

Je suis loin de nier l'existence d'une véritable connexion entre les taches solaires et les phénomènes météorologiques.

Il est certain que les courants électriques de l'atmosphère sont plus intenses dans les années de taches, et cela veut dire qu'il y a un développement de chaleur plus grand pendant cette période. On ne saurait nier que tous les faits météorologiques doivent être reliés ensemble, et ceci est vrai, même d'une façon plus générale. En effet, on doit constater qu'il n'y a pas de variations indépendantes au monde. Si on laisse tomber une feuille de papier, on change la valeur de l'accélération de gravité au Japon, et semblablement je peux affirmer sans peur de contradiction qu'il y a une relation véritable entre les taches du soleil et le nombre de gens qui vont à l'église le dimanche. La variation d'une quantité entraîne toujours la variation d'un grand nombre d'autres phénomènes ; mais ce qui importe, c'est de savoir si c'est la première décimale qui est affectée ou la vingtième, et voilà justement ce qui est difficile à déterminer.

Une méthode que j'ai développée nous permet d'appliquer la

---

(1) *Zeitschrift der œsterreichischen Gesellschaft für Meteorologie*, vol. VIII, p. 141.
(2) *Proc. Roy. Soc.*, vol. LXXXVIII, p. 43 ; 1906.

théorie des probabilités aux relations entre divers phénomènes; mais l'application demande un calcul assez considérable et, quand on traite de périodes longues comme celle du cycle solaire, on doit possédez une série d'observations assez étendue. Je suis en train de soumettre quelques données météorologiques à l'épreuve de cette méthode, mais je n'ai pas encore obtenu de résultats décisifs.

En attendant, je me borne aux relations bien établies entre le cycle solaire et les phénomènes électromagnétiques observés sur la surface de la terre. A l'augmentation de l'amplitude de la période diurne du magnétisme terrestre pendant les années de taches nombreuses, il faut ajouter le fait important que les orages magnétiques sont plus nombreux pendant les mêmes années. On a cru pouvoir identifier les taches individuelles qui produisent une perturbation magnétique sur la terre; mais quelquefois on affirme que l'action de la tache se fait quand elle apparaît au bord du soleil, pendant que d'autres fois les auteurs placent l'action maximum au moment où la tache traverse le méridien central. Nous attendrons, pour discuter les causes du phénomène, qu'on soit d'accord sur les faits; mais je ne peux pas bien me rendre compte de l'importance qu'on attache au méridien central. Je comprends que, si on se limite à des actions qui quittent le soleil radialement et se propagent en lignes droites, le centre du soleil joue un rôle spécial, et dans ce cas une tache qui passerait près du centre serait en position d'agir fortement. Mais dans ce cas aussi un déplacement par rapport au centre devrait diminuer la probabilité d'action, quelle que soit la direction du déplacement. Si c'est bien le méridien central qui définit le plan d'action, on serait forcé de croire que les lignes d'actions puissent être courbées dans les plans méridiens, mais pas dans les autres plans. On pourrait peut-être citer les rayons polaires de la couronne, qu'on observe pendant quelques éclipses comme montrant qu'une courbure dans le sens indiqué existe vraiment, et ceux qui se sont lancés dans ces spéculations ont été entraînés de la sorte à parler du magnétisme solaire et d'un grand nombre d'autres propriétés imaginées seulement pour éviter d'avouer leur ignorance. Si on invente de cette manière une nouvelle hypothèse pour chaque phénomène, on fait de la poésie plutôt que de la science; on achève peut-être une œuvre méritoire en préparant le chemin pour des études plus sérieuses, mais on ne fournit pas de fondements solides sur lesquels ces études puissent

reposer. Nous nous contenterons, pour ces raisons, d'affirmer une relation générale entre les taches solaires et les orages magnétiques, mais nous éviterons d'attribuer un certain orage à une certaine tache.

Intimement liées aux orages magnétiques, les aurores boréales nous présentent un problème très difficile, dans lequel je ne veux pas entrer aujourd'hui. Il suffit de dire que, dans les années où il y a beaucoup de taches solaires, les aurores descendent en plus grand nombre dans les latitudes modérées, tandis que la période solaire ne se montre pas avec la même évidence dans les régions polaires.

Il me semble que tous les phénomènes électromagnétiques de la terre dépendant de l'activité solaire peuvent être expliqués, si l'on admet une conductibilité plus grande de l'atmosphère pendant les années de taches. D'après la théorie de la variation diurne que j'ai développée [1], on voit tout de suite qu'un agrandissement de la conductibilité entraînera un accroissement de l'amplitude. Pour les aurores, on ignore encore la force électromotrice qui les produit; peut-être la trouvera-t-on dans la circulation générale de l'atmosphère de l'ouest à l'est autour des pôles, circulation qui se ferait à travers les lignes de force magnétiques de la terre. L'augmentation de conductibilité ayant lieu surtout dans les régions exposées aux rayons du soleil, on comprendrait l'étendue des aurores vers les zones tropiques pendant les années de grande activité solaire. Quant aux orages magnétiques, ils sont, à mon avis, causés par des changements subits de conductibilité dans les hautes régions de l'atmosphère; les forces électromotrices qui provoquent les courants seraient les mêmes mouvements de l'atmosphère qui causent les variations diurnes et les aurores. Il faudrait donc admettre que des changements brusques de conductibilité sont fréquents près du maximum des taches solaires. Si l'ionisation des gaz dans les hautes régions est causée par la radiation solaire — et ce seront les rayons ultra-violets qui seront les rayons actifs — nous devrons conclure que la radiation ultra-violette incidente dans l'atmosphère et probablement absorbée en partie dans les parties extérieures varie avec la période solaire.

M. Arrhenius a développé dans son livre sur *la Physique cosmique* une théorie qui couvre un grand nombre de faits en se ba-

---

(1) *Reports British Association* (Edinburgh), p. 627; 1892.

santsur la répulsion des gouttelettes condensées dans les environs du soleil autour de noyaux qui, le plus souvent, seront des ions négatifs. Cette répulsion, exercée par une forte radiation, joue probablement un rôle important dans la nature et donne une explication simple des queues de comètes et probablement aussi des rayons de la couronne solaire. Cependant les idées de M. Arrhenius me semblent un peu visionnaires; elles sont intéressantes, mais elles agissent plutôt comme des stimulants qui nous font oublier nos maux, au lieu de les guérir.

Ce qui enlève un peu la réalité à la discussion sur les effets des taches solaires est que nous n'avons que des idées très vagues sur la nature des taches, et nous ignorons absolument ce qui les fait varier d'une manière périodique. J'ai publié récemment des recherches (1) qui ont montré qu'il y a plusieurs cycles et que les périodes sont plus régulières qu'on ne le croit généralement. En vue de ces faits, je crois qu'on ne peut admettre qu'une cause cosmique, et on n'en connaît pas d'autres que la circulation de matière autour du soleil dans des orbites fermées. Il faut donc regarder le changement périodique de la forme de la couronne, qui est très bien établi, comme phénomène primaire dont dépend l'activité solaire qui se montre dans les taches proéminentes ou facules. Plusieurs savants ont cru pouvoir constater que les longs rayons de la couronne partent des régions fortement perturbées de la surface solaire. Si cette conclusion est justifiée, on devra regarder cette perturbation non comme la cause du rayon, mais comme produite par lui.

Nos mesures de la radiation solaire ne sont pas encore assez exactes pour pouvoir décider la question de sa variabilité avec l'état de la surface ; mais les flocules de calcium relevées par les photographies du spectro-héliographe montrent l'importance de l'influence de ces flocules sur l'intensité des radiations qui sont près du bord violet du spectre visible. Et, comme ces flocules semblent être liées aux facules qui varient avec les taches du soleil, une variation périodique de ces radiations est presque certaine. Il restera à prouver qu'elle est suffisante pour avoir un effet sensible sur l'ionisation atmosphérique.

Une discussion des détails qu'on observe dans la couronne et des

(1) *Phil. Trans.*, vol. CCVI, p. 69 ; 1906.

changements qu'elle subit avec la période solaire m'entraînerait trop loin et je résumerai maintenant l'objet principal de cette conférence. Au lieu de me lancer dans des théories cosmiques, je préfère étudier en détail les phénomènes terrestres qui sont influencés par des causes cosmiques. La période diurne du magnétisme terrestre me semble bien adaptée pour jeter de la lumière sur les causes qui agissent, et j'ai expliqué la théorie de cette variation qui conduit à se former une idée de la grandeur de la conductibilité des hautes régions de l'atmosphère. Une théorie en physique ne vaut rien si on ne peut pas prouver qu'elle est fausse : je veux dire qu'une théorie doit être suffisamment bien définie pour nous permettre de tirer des conclusions nettes qui peuvent être soumises à l'épreuve. Si une théorie est assez vague pour nous offrir toujours une porte de salut dès que nous trouvons un fait qui n'est pas tout à fait en accord avec elle, sa valeur disparaît au point de vue philosophique. J'attache donc quelque importance aux conclusions qu'on peut tirer de la théorie que j'ai formée, et je tiens à indiquer le chemin par lequel on pourra établir sa faillite, si elle n'est pas juste. En première approximation, on peut traiter l'axe magnétique terrestre comme coïncidant avec l'axe géographique. On arrive au résultat que la variation diurne dépend seulement de la latitude et du temps local. Mais, si on tient compte de l'inclinaison des deux axes, on trouve que la période doit avoir un terme qui dépend du temps du méridien contenant l'axe magnétique. Ce terme est assez important près de l'équateur pour être mis en évidence par les observations en comparant les courbes tracées dans des longitudes différentes. Malheureusement il y a peu d'endroits dans les régions équatoriales où on a observé la période diurne, et je n'ai pas encore eu l'occasion d'examiner si les observations qui existent suffisent pour notre but.

Les effets lunaires nous fournissent un autre exemple pour mettre la théorie à l'épreuve. Les marées de l'atmosphère qui correspondent aux marées de l'océan ne peuvent guère être distinguées au delà des régions équatoriales. A Batavia, on a trouvé une influence du jour lunaire sur le baromètre qui montre un excès de $0^{mm},11$, une heure après les culminations supérieures et inférieures, sur la pression observée six heures après ou avant les culminations. Notre théorie doit donc donner une période magnétique dont le temps total est une journée lunaire. En effet, on a observé une telle période, mais les faits pour le moment sont encore trop mal

étudiés pour pouvoir les soumettre au calcul. On peut cependant déjà entrevoir qu'en poursuivant les calculs on ne manquera guère de jeter de la lumière sur le jeu mystérieux des relations cosmiques. Ce qui nous manque en premier lieu, c'est une discussion suffisante des observations qu'on accumule de plus en plus dans les observatoires magnétiques sans les appliquer aux problèmes qui attendent leur solution, et en second lieu il nous faut des observations nouvelles faites dans des endroits bien choisis. On attache trop d'importance à ce qu'on appelle la continuité des observations, continuité qui très souvent est imaginaire, parce qu'on fait des changements dans l'ajustement des instruments, qui sont quelquefois aussi importants que le serait un changement d'endroit. Comme on a peur d'interrompre les observations une fois commencées, on préfère les continuer dans les voies anciennes, et on retarde ainsi le progrès de la science en faveur d'un avantage de sentiment qui généralement est illusoire. Il faut sans doute quelques observatoires permanents pour les séries longues, et ici on devrait insister plus strictement à ce que les observations d'une année puissent être mises exactement en relation avec les observations de l'année précédente. Mais, pour l'élucidation des variations, ce qu'il nous faut, pour le moment, ce sont de courtes séries dans un plus grand nombre d'endroits. Des observations faites pendant une année avec des instruments bien comparés nous apprendraient beaucoup, pourvu que la situation des endroits soit fixée par rapport au problème qu'on doit résoudre. Ce n'est qu'en ayant une idée claire de ces problèmes avant de déterminer le plan d'observation qu'on arrivera à un résultat satisfaisant.

En conclusion, je tiens à vous remercier de l'honneur que vous m'avez fait en me demandant de parler devant votre Société, qui jouit d'une réputation si grande. Quand l'invitation de votre secrétaire me parvint, j'avais justement terminé le travail sur la variation diurne du magnétisme terrestre, dont je vous ai parlé. Je me rendis bien compte de la difficulté que j'aurais à expliquer dans une langue étrangère un sujet difficile qui ne se prête guère à une exposition populaire ; mais je suis un peu l'apôtre des conférences internationales, et je vous prie de croire que, si j'ai entrepris une tâche qui était au-dessus de mes forces, c'est parce que je n'avais pas le courage de me refuser la jouissance d'entretenir mes confrères scientifiques d'un sujet auquel j'ai voué un intérêt spécial.

Modèle d'électromètre à quadrants de sensibilité réduite muni d'un amortisseur à air (1);

Par M. Louis Malclès.

Divers types d'électromètres à quadrants, actuellement répandus, sont établis en vue d'une grande sensibilité au potentiel ou à la charge, ce qui permet, étant donné l'extrême petitesse des couples mis en jeu, d'amortir les oscillations par le seul frottement de l'aiguille et de l'air à l'intérieur des quadrants.

Mais, dès qu'on cesse d'avoir recours à des suspensions extrêmement légères, ce mode d'amortissement devient de plus en plus difficile, parce que les conditions qu'il exige — aiguille très plane, intervalle d'air très réduit — deviennent de moins en moins réalisables pratiquement.

J'ai essayé d'obtenir l'amortissement par l'air, pour des électromètres de sensibilité réduite, par l'emploi d'un système amortisseur agissant indépendamment de l'aiguille et d'un réglage facile.

L'aiguille est portée par un axe d'aluminium à l'extrémité duquel est fixé normalement un disque de mica *mn* (*fig.* 1), très plan et très léger, qu'on peut amener à une distance aussi faible que l'on veut d'un plateau métallique horizontal MN pouvant s'élever et s'abaisser de quantités très petites.

Lorsque l'épaisseur qui sépare les deux surfaces en regard est de l'ordre du millimètre, les réactions développées au cours des oscillations par la viscosité de l'air suffisent pour amortir une suspension sensible à $\frac{1}{50}$ de volt, sensibilité environ 15 fois inférieure à celle d'un électromètre Curie monté avec un fil d'argent de $\frac{2}{100}$ de millimètre de diamètre et une aiguille en aluminium battu de $\frac{3}{100}$ de millimètre d'épaisseur.

Les déplacements continus que l'on peut donner au plateau MN (celui-ci étant muni d'un pas de vis) permettent d'atteindre l'amor-

(1) Séance du 7 juin 1907.

tissement voulu pour des suspensions de sensibilités diverses sans avoir pour cela à modifier les dimensions du système amortisseur, comme on est obligé de le faire dans les amortisseurs à liquides.

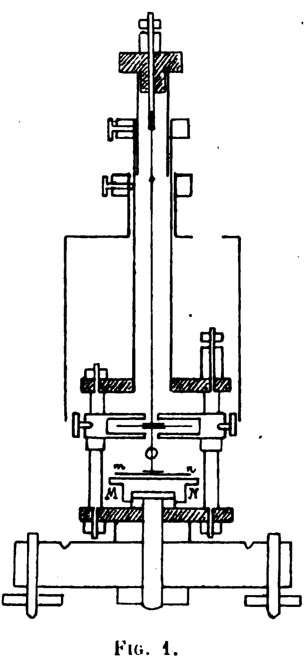


Fig. 1.

En outre de cette solution du problème de l'amortissement, j'ai modifié quelques détails de construction de l'électromètre à quadrants, afin d'en faire un appareil simple et robuste.

Les secteurs, découpés sur une même boîte cylindrique évidée, sont portés par quatre colonnettes vissées sur deux disques d'ébonite servant à la fois de pièces isolantes et de charpente. Le disque inférieur est fixé sur un fort bâti de fonte muni de vis calantes. Le disque supérieur porte la colonne de l'électromètre. La cage de l'appareil peut se déplacer le long de cette colonne et y être maintenue à la hauteur qu'on veut. Pour la pose de l'aiguille, on a la faculté de pouvoir détacher l'une des colonnettes portant un secteur. D'ailleurs, le disque de mica et le plateau servant à l'amortissement facilitent beaucoup la pose de l'aiguille.

L'aiguille est découpée dans une lamelle de mica évidée, recou-

verte d'une feuille d'aluminium de $\frac{1}{100}$ de millimètre d'épaisseur. La suspension est en fil d'argent de $\frac{4}{100}$ portant à ses extrémités deux petits crochets en laiton. Le réglage en hauteur se fait en enfonçant plus ou moins le tube qui porte la suspension. Le réglage de l'azimut se fait en agissant sur le bouchon d'ébonite qui sert à isoler l'aiguille. Enfin, la charge des secteurs se fait par deux bornes traversant la cage et séparées de celle-ci par un intervalle d'air.

L'appareil construit par M. Pellin a été adopté pour le service des manipulations au Laboratoire d'Enseignement physique, à la Sorbonne. Il me paraît approprié aux observations électrométriques, n'exigeant ni grande sensibilité ni précautions excessives.

Sur un mécanisme permettant de maintenir un train de prismes rigoureusement au minimum de déviation (1);

Par M. Maurice Hamy.

Je me propose, dans le présent travail, de faire connaître un mécanisme qui permet de maintenir un train de prismes rigoureusement au minimum de déviation, dans les différents genres de spectroscopes (2). La caractéristique de ce mécanisme, au point de vue pratique, est de conduire à la construction d'organes dont l'encombrement est réduit au minimum et dont la simplicité ne le cède en rien à celle des systèmes approchés qui ont été employés jusqu'ici en spectroscopie.

Considérons, dans un plan, trois bielles AB, BC, CD articulées en B et C (*fig.* 1). Sur la bielle AB, calons une roue centrée en B, engrenant avec une seconde roue centrée en C, calée elle-même sur la bielle CD.

(1) Séance du 21 juin 1907.

(2) La nécessité où l'on se trouve d'employer de pareils mécanismes tient à ce que les faces des prismes cessent d'être en entier couvertes de lumière dès que l'on quitte l'incidence qui correspond au minimum de déviation. Par ailleurs, ces mécanismes fournissent un moyen pratique d'amener une raie quelconque du spectre dans le champ de la lunette d'observation.



Si ces roues sont égales, les angles B et C varient de la même quantité quand on déforme le système, comme on le reconnaît immédiatement en considérant le mouvement relatif par rapport à BC. Ces angles restent donc constamment égaux pendant le mouvement, s'ils le sont au départ.

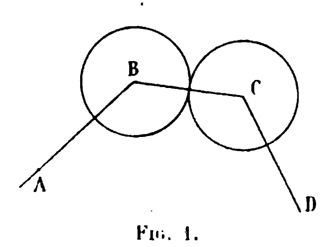


Fig. 1.

Si les deux roues sont inégales et que la roue de centre C possède n fois plus de dents que la roue de centre B, l'angle C varie de $\frac{\alpha}{n}$ quand l'angle B varie de α. En particulier, les variations de l'angle C sont la moitié de celles de l'angle B lorsque la roue calée sur CD possède deux fois plus de dents que la roue calée sur AB.

Ces remarques conduisent à la solution rigoureuse des problèmes relatifs au maintien d'un système de prismes au minimum de déviation dans les spectroscopes, problèmes qui n'ont été résolus jusqu'ici pratiquement que par approximation [1].

En effet, tout mécanisme propre à maintenir un train de prismes dans la position du minimum de déviation doit agir de telle sorte que les angles des faces des prismes consécutifs restent constamment égaux, ou que leurs bases forment une ligne polygonale dont tous les angles restent égaux.

Or, imaginons que l'on ait réalisé un tel mécanisme, pour maintenir égaux les angles de la ligne polygonale ABCDE (*fig.* 2). Ajoutons un côté de plus EF à cette ligne, faisant avec DE un angle E égal aux autres angles de la ligne polygonale primitive. Si l'on cale sur le côté CD une roue, centrée en D, engrenant avec une roue égale centrée en E et fixée elle-même sur EF, on voit, d'après ce qui a été dit en commençant, que cette liaison oblige EF à prendre part

[1] Il y a bien la solution qui consiste à faire passer par un même point les apothèmes de la ligne polygonale formée par les bases des prismes; mais cette solution est purement théorique, et les essais qui ont été faits pour l'appliquer n'ont donné lieu à aucun mécanisme pouvant fonctionner.

aux mouvements provoqués par la déformation de la ligne polygonale primitive, de façon que l'angle E reste égal à l'angle D.

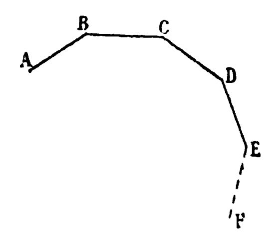


Fig. 2.

Mais nous avons vu que l'on peut maintenir rigoureusement égaux les angles d'une ligne polygonale déformable, de trois côtés, avec des roues d'engrenage ; on pourra donc employer ce mode de liaison pour maintenir égaux les angles d'une ligne polygonale de quatre côtés, puis de cinq, de six, etc. Le problème que nous voulions traiter est ainsi résolu en principe.

Nous allons éclaircir ces considérations, en prenant comme exemple le cas des spectroscopes autocollimateurs, dits à retour de rayons.

Il y a, dans ce genre de spectroscopes, des conditions particulières à remplir aux extrémités de la ligne polygonale, de manière : 1° que le collimateur, qui sert également de lunette d'observation, reste fixe, quand on passe d'une radiation à l'autre ; 2° que le faisceau subisse une réflexion, à sa sortie du train de prismes, pour le lui faire traverser une seconde fois en sens contraire [1].

Si l'on suppose, pour fixer les idées, que les prismes composant le train ont un angle réfringent de 60°, on sait que l'on peut obtenir la fixité du collimateur de deux manières.

La première consiste à faire tomber normalement les rayons issus du collimateur sur la section aA' d'un demi-prisme fixe AaA' (*fig.* 3), à articuler la chaîne des prismes mobiles en A et à faire en sorte que l'angle A reste toujours égal aux autres angles de la chaîne. Cette condition se réalise en calant sur le côté fixe Aa ou, ce qui

(1) Les solutions géométriques que j'indique ici, pour satisfaire à ces conditions, n'ont aucun caractère de nouveauté. Je n'insiste sur ce point que pour montrer comment le système de liaisons à engrenages décrit dans le présent travail permet de les réaliser.

revient au même, sur le socle du spectroscope, en calant, dis-je, une roue ayant son centre en A et engrenant avec une roue égale, de centre B, calée sur BC, après avoir donné, par construction, une même valeur aux angles $\widehat{A}$, $\widehat{B}$, $\widehat{C}$, dans une position particulière du système.

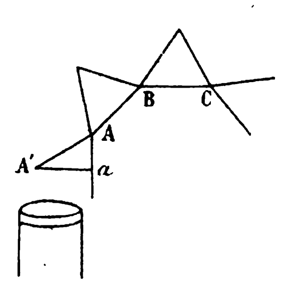


Fig. 3.

Mais cette solution a l'inconvénient de donner lieu à une réflexion quelquefois gênante sur la face d'entrée du prisme de 30°.

La seconde solution consiste à faire pénétrer les rayons, issus du collimateur, directement dans le premier prisme de 60° du train, en l'assujettissant à tourner autour du point A (*fig.* 4), de telle sorte que l'angle de la face d'entrée de ce premier prisme avec le plan perpendiculaire à la direction des rayons issus du collimateur reste constamment égal à la moitié de l'angle de la face de sortie d'un prisme

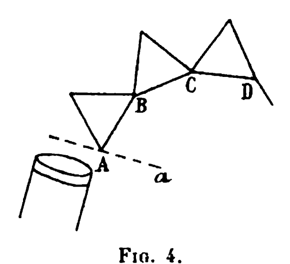


Fig. 4.

et de la face d'entrée du suivant. On peut dire aussi que l'angle $\widehat{BAa}$ de la base du premier prisme avec une direction fixe A*a* (perpendiculaire aux rayons sortant du collimateur) doit constamment rester égal à la moitié des angles $\widehat{B}$, $\widehat{C}$, $\widehat{D}$ de la ligne polygonale.

On réalise cette condition en calant, sur le socle du spectroscope,

une roue de centre A engrenant avec une roue moitié plus petite, centrée en B et calée sur le côté BC, après avoir donné, par construction, aux divers angles, dans une position particulière quelconque du système, des valeurs satisfaisant aux conditions géométriques qu'ils doivent remplir.

Il y a également deux manières de procéder pour faire réfléchir le faisceau lumineux, à sa sortie du train de prismes, de façon à lui faire traverser ce train, une seconde fois, en sens contraire.

La première solution consiste à faire réfléchir le faisceau sur un miroir M (*fig.* 5) assujetti à faire, avec la face de sortie du dernier prisme du train, un angle égal à la moitié de l'angle KGL des faces de deux prismes consécutifs.

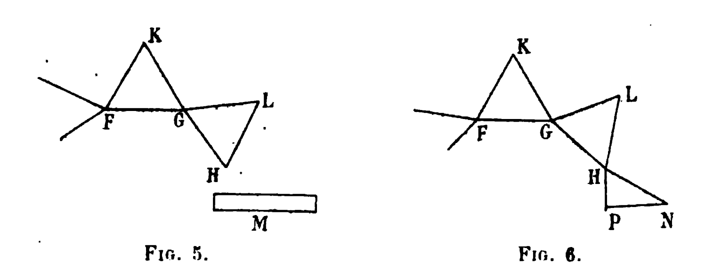


Fig. 5. Fig. 6.

On réalise cette solution en articulant le support du miroir en H, en calant sur ce support une roue centrée en H et engrenant avec une roue de diamètre moitié moindre, de centre G, calée sur FG.

La seconde solution consiste à terminer le train par un demi-prisme argenté sur la section PN (*fig.* 6) et assujetti, comme les autres prismes, à ce que l'angle H reste égal aux angles $\widehat{G}$, $\widehat{F}$, etc.

Cette seconde solution [1] est préférable à la première, parce qu'elle permet, sans rien changer au mécanisme, de modifier la grandeur de la dispersion par la simple substitution du prisme de 30° à l'un ou l'autre des prismes de 60° composant le train. On la réalise en calant sur HP une roue, centrée en H, qui engrène avec une roue égale centrée en G et calée sur FG.

Nous allons montrer maintenant comment ces considérations peuvent être appliquées pratiquement au cas d'un spectroscope à

[1] Cette solution a, du reste, été utilisée plusieurs fois, notamment par MM. Duboscq et Jobin.

retour, dont le train commence par cinq prismes de 60° et finit par un prisme de 30°, avec face réfléchissante.

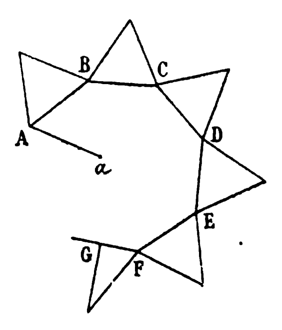


FIG. 7.

On vient de voir que la ligne polygonale ABCDE, etc. (*fig*.7), formée par les bases des prismes, doit avoir tous ses angles égaux, et que le côté AB, articulé au point fixe A, doit faire, avec une direction fixe Aa, un angle égal à la moitié de l'angle B. Les liaisons à établir, au moyen de roues d'engrenages, entre les différents côtés de la ligne polygonale, de deux en deux, pour satisfaire constamment à ces conditions géométriques, se réduisent à ce que toutes ces roues possèdent le même nombre de dents [1], sauf la roue fixe, calée sur le socle du spectroscope et centrée en A, qui doit avoir deux fois plus de dents que la roue centrée en B et calée sur BC, avec laquelle elle engrène.

En appelant a la longueur commune des divers côtés de la ligne polygonale, les liaisons à établir sont donc les suivantes :

1° On cale, sur le socle du spectroscope, une roue de centre A, de rayon $\frac{2a}{3}$, qui engrène avec une roue calée sur BC, centrée en B et de rayon $\frac{a}{3}$ [2];

2° On cale sur AB une roue, de centre B et de rayon $\frac{a}{2}$, qui engrène avec une roue, de centre C, calée sur CD et de rayon $\frac{a}{2}$;

[1] Nous supposons, pour plus de simplicité, que tous les côtés de la ligne polygonale sont égaux, mais c'est une restriction dont on pourrait évidemment s'affranchir.

[2] Nous parlons ici, bien entendu, des rayons des circonférences primitives des engrenages.

3° On cale sur BC une roue, de centre C et de rayon $\frac{a}{2}$, qui engrène avec une roue, de centre D, calée sur DE et de rayon $\frac{a}{2}$;

4° On cale sur CD une roue, de centre D et de rayon $\frac{a}{2}$, qui engrène avec une roue, de centre E, calée sur EF et de rayon $\frac{a}{2}$;

5° On cale sur DE une roue, de centre E et de rayon $\frac{a}{2}$, qui engrène avec une roue, de centre F, calée sur FG et de rayon $\frac{a}{2}$.

Pour représenter graphiquement ces liaisons, examinons le système par la tranche, après avoir mis tous les côtés AB, BC, etc., de la ligne polygonale en ligne droite. Convenons de figurer chaque roue d'engrenage par un rectangle égal à son profil, à l'intérieur duquel nous écrirons les deux lettres servant à dénommer le côté de la ligne polygonale sur lequel cette roue est calée, la lettre écrite au centre du rectangle étant relative à l'extrémité du côté sur laquelle la roue est centrée (1). Dans ces conditions, le schéma (8), dans lequel les roues en prise sont séparées, pour plus de clarté, par un trait gras, est la traduction graphique de ce que nous venons de dire. Il montre que l'établissement des liaisons nécessite deux étages d'engrenages.

A B C D E F G

A | B C | B C | D E | D E | F G

roue fixe | A B | C D | C D | E F

Fig. 8.

De l'examen de ce schéma, il est aisé de conclure la forme des pièces à construire, en limitant les roues d'engrenage à leur partie utile.

1° *Pièces de l'étage supérieur.* — La roue fixe se réduit à un secteur de rayon $\frac{2}{3}a$ (pièce α, *fig.* 9) (2).

(1) Par exemple, la notation [A B] représente une roue calée sur AB et centrée en A, la notation [A B] représente une roue calée sur AB et centrée en B.

(2) Dans cette figure et dans la *fig.* 10, on s'est contenté de représenter les engrenages par leurs circonférences primitives.

On peut donner à la pièce entraînée par BC la forme indiquée *fig.* 9 (pièce β), dans laquelle Q est un appendice sur lequel on montera une plate-forme, de hauteur convenable, destinée à supporter le prisme de base BC.

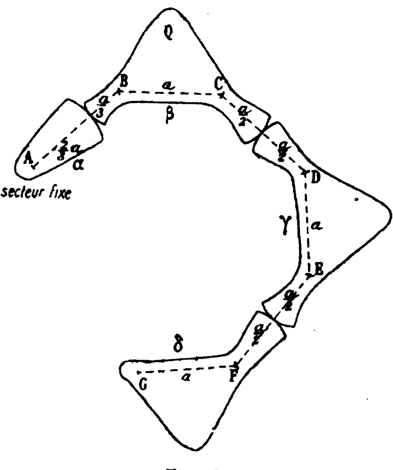


Fig. 9.

Les pièces entraînées par les côtés DE et FG sont représentées, sur la *fig.* 9, respectivement en γ et en δ.

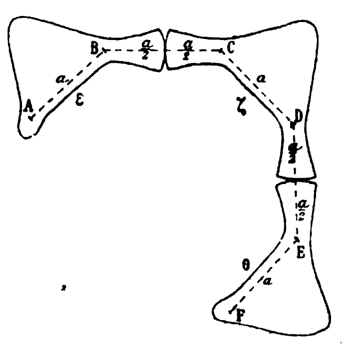


Fig. 10.

L'ensemble de la *fig.* 9 montre la position relative des pièces de l'étage supérieur des engrenages [1].

[1] La pièce δ ne portant qu'un demi-prisme, il peut y avoir intérêt à supprimer la moitié de la partie de cette pièce, à gauche de F, pour que le train ne soit pas gêné dans ses déplacements.

La *fig.* 10 représente en ε, ζ et θ les pièces respectivement entraînées par les côtés AB, CD et EF de la ligne polygonale (*fig.* 7), avec leurs positions relatives, dans l'étage inférieur des engrenages.

Les deux étages d'engrenages sont réunis par des axes implantés dans les pièces de l'étage supérieur en A, B, C, D, E, F et passant à travers les pièces de l'étage inférieur aux points correspondants.

Un spectroscope, fondé sur les considérations qui viennent d'être développées, a été réalisé mécaniquement, pour les collections de l'École polytechnique, dans les ateliers de M. Jobin. Dans cet appareil, dont le fonctionnement est irréprochable, les pièces mobiles sont montées sur des roulettes qui se déplacent sur un plan de fonte de fer. Des ressorts antagonistes maintiennent les dents en prise constamment en contact, et suppriment entièrement le temps perdu des engrenages. On passe d'une région à l'autre du spectre en tournant une vis qui entraîne un curseur relié à la pièce δ (*fig.* 9) subissant les plus grands déplacements. Enfin la direction fixe dans laquelle doit être installé le collimateur a été rendue parallèle, par construction, à l'un des côtés du socle sur lequel sont montées toutes les pièces, afin de pouvoir la retrouver sans tâtonnements.

Comme je l'ai dit, on peut diminuer à volonté la dispersion, en transportant le prisme de 30° à la place de l'un ou l'autre des prismes de 60° composant le train. Mais, si le nombre maximum des prismes de 60° dont on dispose est inférieur à cinq, il y a lieu de simplifier la construction de l'appareil.

Voici quelques indications à cet égard :

1° Le train se compose de quatre prismes de 60° et d'un prisme de 30°, avec face réfléchissante, au bout de la chaîne.

L'étage supérieur des engrenages comprend (*fig.* 9) les pièces α, β et γ, cette dernière étant modifiée en E comme la pièce δ l'est en G.

L'étage inférieur des engrenages comprend (*fig.* 10) les pièces ε, ζ et θ sans changements ;

2° Le train se compose de trois prismes de 60° et du prisme de 30°, avec face réfléchissante.

L'étage supérieur des engrenages comprend les mêmes pièces que dans le cas précédent, savoir α, β et γ modifiée.

L'étage inférieur des engrenages comprend la pièce ε et la pièce ζ, cette dernière modifiée en D comme θ l'est en F ;

3° Le train se compose de deux prismes de 60° et du prisme de 30°.

L'étage supérieur des engrenages comprend la pièce α et la pièce β, cette dernière modifiée en C comme δ l'est en G.

L'étage inférieur des engrenages comprend les mêmes pièces que dans le cas précédent;

4° Le train se compose d'un prisme de 60° et du prisme de 30°.

L'étage supérieur des engrenages comprend les mêmes pièces que dans le cas précédent.

L'étage inférieur comprend la seule pièce ε, modifiée en B comme θ l'est en F.

Au cas où l'on aurait des raisons spéciales de vouloir commencer le train de prismes par un prisme fixe de 30°, avec incidence normale, les pièces α et β devraient être modifiées. Il faudrait donner au secteur fixe α un rayon égal à $\frac{a}{2}$, de même qu'au secteur denté de centre B de la pièce β.

Au cas, enfin, où l'on voudrait supprimer le prisme de 30°, avec face réfléchissante, à la fin du train, et le remplacer par un miroir, il faudrait modifier les rayons des secteurs en prise qui relient le support de ce miroir au reste du train. Le rayon du secteur du support devrait être égal à $\frac{2a}{3}$ et le rayon du secteur en prise devrait être égal à $\frac{a}{3}$, comme on l'a déjà vu.

Spectroscopes ordinaires (*sans autocollimation*). — Au lieu de terminer le train de prismes par une surface réfléchissante, on peut le terminer par un prisme de 30°, non argenté, ou un prisme de 60°. Dans l'un et l'autre cas, la lumière sort du train et peut être reçue dans une lunette. On obtient, de la sorte, un spectroscope à collimateur fixe, mais la position de la lunette, pour le minimum de déviation, change avec la longueur d'onde.

La variation de la déviation du faisceau étant proportionnelle à la variation de l'angle de la ligne polygonale formée par les bases des prismes, le système de liaisons à engrenages permet facilement de donner une direction fixe au faisceau, à sa sortie du train de prismes. Il faut, à cet effet, le faire tomber sur un miroir mobile, dont la monture est reliée à celle de l'avant-dernier prisme du train par des roues dont les nombres de dents présentent un rapport tel que la variation de l'angle de ce miroir avec une direction fixe soit égale à la moitié de la variation de la déviation du faisceau. Les rayons

sont ainsi réfléchis dans une direction invariable, mais ils se déplacent latéralement.

Le moyen le plus simple d'obtenir un spectroscope, sans retour de rayon, à collimateur et à lunette fixe, consiste à employer deux étages de prismes identiques superposés et participant au même mouvement, comme le faisait Thollon, et à faire passer le faisceau d'un étage à l'autre, par deux réflexions. Dans cette disposition, le collimateur et la lunette d'observation sont superposés l'un à l'autre.

En terminant, je ferai remarquer que le système de liaisons à engrenages qui a été décrit dans le présent travail permet de déformer automatiquement une ligne polygonale, de façon que ses angles varient de quantités présentant des rapports quelconques, ses côtés pouvant d'ailleurs avoir des valeurs toutes différentes.

L'or vert et l'or bleu (1);

Par M. L. Houllevigue.

I. Lorsqu'on dépose sur verre des pellicules minces d'or par ionoplastie ou projection cathodique, on peut obtenir deux sortes de dépôts : l'un d'eux, franchement vert par transparence, jaune par réflexion, paraît optiquement identique aux feuilles d'or obtenues par battage ; l'autre variété possède également l'éclat métallique, mais elle paraît, par réflexion, d'un jaune plus pâle que la précédente, et, par transparence, elle est d'un bleu indigo très franc. On peut aussi obtenir des dépôts intermédiaires entre ces deux types. J'ai signalé antérieurement (2) cette particularité de l'or ionoplastique, dont l'étude a été, depuis, reprise par W. Betz (3). Betz a constaté que l'or bleu, chauffé à 200°, se transforme « brusquement » en or vert avec une diminution de poids qui, d'après les résultats de cinq pesées assez concordantes, serait d'environ 7,8 0/0 ; il a montré encore que cette transformation s'accompagne d'une diminution notable de résistance

(1) Séance du 5 juillet 1907.
(2) Société de Physique, séance du 21 novembre 1902.
(3) *Annalen der Physik*, 1905, t. XVIII, p. 590-605.

électrique, et conclut, non sans réserves, que l'or bleu serait un oxyde de formule Au^2O^2. On verra, par la lecture de ce travail où j'expose mes recherches personnelles, que cette conclusion ne saurait être maintenue.

II. *Nature chimique de l'or bleu.* — L'or bleu renferme de l'hydrogène, et ce gaz s'y trouve vraisemblablement sous forme de combinaison ou hydrure, car son association avec l'or se conserve inaltérée dans le vide aux températures inférieures à 100°. La présence de l'hydrogène dans l'or bleu est prouvée par les deux expériences suivantes :

1° Dans une lame de verre recouverte par ionoplastie d'une couche d'or bleu, on détache au diamant une bande qu'on relie, par l'intermédiaire d'un serre-fil et de papier d'étain, au pôle positif d'une pile dont le pôle négatif est relié à un fil d'or ; la bande de verre et le fil plongent dans de l'eau très légèrement acidulée par SO^4H^2. On fait passer dans le voltamètre ainsi constitué un courant très faible ($0^a,0002$ environ ; un courant plus intense aurait pour effet de décoller la pellicule d'or) ; au bout d'une heure, on retire la bande de verre dorée, on la lave, on la sèche, et on peut alors constater avec certitude que la partie de la pellicule d'or qui a été polarisée par l'oxygène est devenue verte et plus transparente ; elle a pris en même temps un éclat plus jaune quand on l'examine par réflexion ; le contraste avec la partie qui, n'ayant pas été polarisée, est restée inaltérée, rend la comparaison très facile ; l'or bleu est donc un hydrure qui a été réduit par l'oxygène résultant de l'électrolyse [1].

Toutefois la réaction inverse ne paraît pas réalisable : de l'or vert fonctionnant comme cathode dans une auge à eau acidulée n'a pas pris, au bout de sept heures, de coloration bleue appréciable.

2° La spectroscopie fournit un moyen de contrôle du résultat ci-dessus dont la délicatesse est appropriée à la petitesse des masses dont on dispose. Si on introduit de l'or bleu dans un tube à analyse spectrale, vide de gaz, ce tube ne donne pas d'abord les raies de l'hydrogène ; mais, si on vient à chauffer l'or contenu dans ce tube, l'hydrogène se dégage et ses raies apparaissent. Toutefois cette méthode, à cause de sa sensibilité même, exige de grandes précau-

---

[1] Il faut noter encore que, si on plonge dans l'eau acidulée un fil d'or et une lame d'or bleu, cette dernière constitue le pôle négatif du couple, comme il arrive pour tout métal hydrogéné accouplé au métal pur.

tions, si on veut se mettre à l'abri de toute cause d'erreur. Après de multiples essais, je me suis arrêté au dispositif suivant.

Un tube en verre (*fig.* 1) présente une partie capillaire en DE et des étranglements en A et en F; on l'a chauffé dans toutes ses parties, de façon à détruire toute trace de matières organiques et à le dessécher autant que possible. D'autre part, on a préparé par ionoplastie plusieurs lames d'or bleu; on les racle avec un canif sur une feuille d'aluminium, de façon à détacher le dépôt d'or, qu'on introduit dans le tube par l'ouverture A. Le tube est ensuite scellé en A et raccordé en G, à l'aide d'un caoutchouc à vide, à la pompe Fleuss.

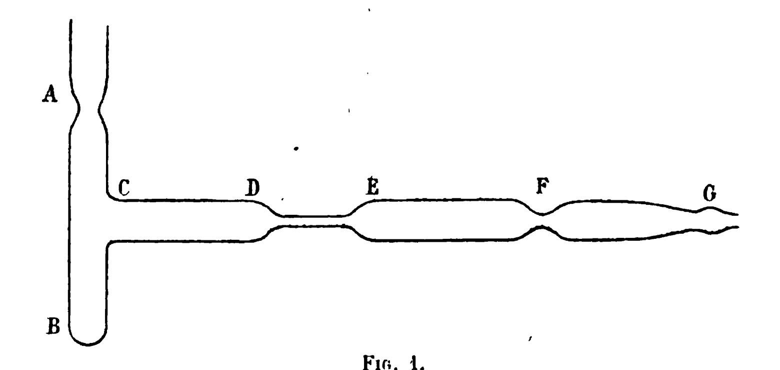


Fig. 1.

Le vide étant fait à quelques centièmes de millimètre et l'or rassemblé en B, on chauffe énergiquement à la lampe à alcool les parties A, C, D, F, G du tube, de façon à les dessécher à fond. Puis, le tube étant un peu refroidi, on le retourne, en profitant de l'élasticité du caoutchouc, de façon à ce que l'extrémité A soit en bas et recueille tout l'or introduit dans le tube ; l'extrémité B peut alors être chauffée et séchée à son tour. La pression des gaz restant dans le tube est alors $0^{mm},015$; on ferme le tube à la lampe et on le sépare de la pompe; puis, on entoure les deux parties CD et EF de feuilles d'étain reliées aux deux pôles d'une bobine de Ruhmkorff, et on observe la luminosité produite dans la partie capillaire DE ; ce procédé donne un spectre moins brillant que celui qu'on obtiendrait à l'aide d'électrodes en platine traversant la paroi de verre, mais on sait que le fonctionnement de semblables électrodes s'accompagnerait inévitablement d'un dégagement d'hydrogène.

De fait, le spectre qu'on observe dans ces conditions ne présente,

quelque soin qu'on ait mis à l'étudier, aucune des raies de l'hydrogène; on y trouve seulement les bandes des hydrocarbures qui émanent du caoutchouc et des huiles de la pompe; ce spectre d'hydrocarbures a été soigneusement identifié, par comparaison avec celui d'un tube Plücker type.

Ces dispositions préliminaires étant prises, on chauffe au bain de sable, jusqu'à 200°, la partie B du tube avec l'or contenu. Puis, le tube étant refroidi, on examine à nouveau son spectre. Cette fois les raies caractéristiques de l'hydrogène apparaissent, $\lambda = 656$ et $\lambda = 434$ très fortes, $\lambda = 486$ moins brillante, mais très nette; ces raies sont repérées à l'aide d'un tube Plücker à hydrogène et nettement différenciées du spectre de Swan, qui continue à exister dans le tube.

Il ne semble pas qu'ainsi réalisée l'expérience laisse prise à des causes d'erreur. J'ajouterai qu'antérieurement on avait opéré d'une façon un peu différente, en introduisant dans le tube, non plus de l'or séparé par grattage de son support, mais les lames de verre doré elles-mêmes découpées au diamant en bandes étroites. La partie du tube contenant ces bandes était chauffée au four électrique; le tube restait relié à la jauge de Mac-Leod, et on pouvait observer le spectre et mesurer la pression aux divers moments du chauffage. En opérant ainsi, on avait vu la pression augmenter légèrement et le spectre de l'hydrogène apparaître lorsque la température était passée de 150 à 200°, en même temps que les lamelles dorées passaient du bleu au vert. Toutefois je considère cette observation comme moins sûre que la précédente, parce qu'il n'avait pas été possible d'assurer une dessiccation intégrale de l'intérieur du tube et des lamelles de verre doré. Néanmoins, en résumant toutes ces observations et en tenant compte de celles de W. Betz relatives à la perte de poids de l'or bleu chauffé, on peut conclure que ce dernier corps n'est autre qu'un hydrure d'or dont la composition, assez mal définie, pourrait être représentée par AuH^{16}.

III. *Décomposition par la chaleur.* — Il est utile de déterminer la température et les conditions de transformation de l'or bleu en or vert. Pour résoudre ce problème, on a mesuré les variations de résistance électrique avec la température. Dans une lame de verre recouverte d'or bleu fut découpée une bande de 4 centimètres de long sur $1^{cm},2$ de large, dont les extrémités, garnies de paillon de platine. étaient serrées dans des pinces servant de prises de courant; l'expérience a prouvé la bonne qualité de ces contacts. Le tout fut placé au

milieu du tube d'un four électrique, avec un thermomètre à mercure ; une étude préalable de la répartition des températures dans le four avait montré que les différents points de la lame ne s'écartaient pas de plus de 5° d'une valeur moyenne donnée par le thermomètre à mercure, les indications de ce thermomètre étant diminuées de 5°. La chauffe du four fut menée assez rapidement, de telle sorte que la température s'élevât en moyenne de 4° par minute. Dans ces conditions, la variation de résistance R, en fonction de la température T, est représentée par la partie ABCD de la courbe (*fig.* 2). La partie rectiligne DE correspond au refroidissement entre 330° et la température ambiante ; en réchauffant de nouveau la lame, les résistances

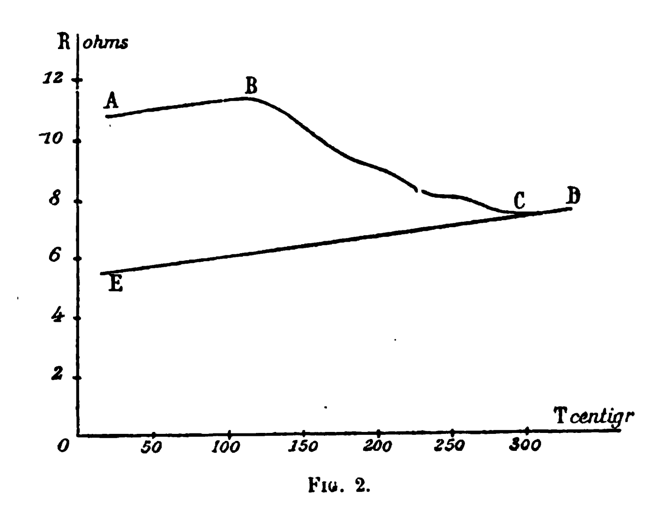


Fig. 2.

se placèrent exactement sur la droite ED, ce qui prouve que la transformation s'était achevée dans l'opération précédente. Cette transformation s'est donc échelonnée entre les températures de 120° et 290° ; elle ne présente pas le caractère de soudaineté indiqué par Betz.

L'allure du phénomène semble prouver que si, au lieu de faire croître progressivement la température, on maintenait une température fixe θ supérieure à 130°, la décomposition de l'or bleu s'effectuerait intégralement, avec une vitesse d'autant plus grande que θ serait plus élevé. On a d'ailleurs observé, dans d'autres expériences, qu'une lame d'or bleu maintenue quinze minutes à 120° est restée

inaltérée, tandis qu'à 132°, pendant le même laps, la transformation, estimée d'après le changement de coloration, était très sensible.

Il faut encore remarquer que l'allure de la partie AB de la courbe est peu favorable à l'hypothèse d'après laquelle l'or bleu serait un oxyde, car la résistance des oxydes varie généralement en sens inverse de la température, tandis que les hydrures connus ont, comme les métaux, un coefficient de température positif.

IV. *Circonstances de formation.* — Ce qui précède va nous permettre d'interpréter les différentes particularités qui se présentent lorsqu'on dépose de l'or par ionoplastie.

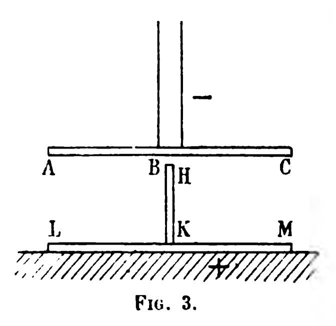


Fig. 3.

1° Un premier élément qui influe sur la nature du dépôt est la nature de la cathode employée. Faisons d'abord l'expérience suivante, qui a été répétée plusieurs fois avec un plein succès : AC (*fig.* 3) est une cathode d'or vierge, en forme de disque, qui a déjà servi à de nombreuses opérations ionoplastiques ; une moitié AB de cette cathode est recouverte d'une couche d'or galvanoplastique dans un bain de chlorure d'or et de cyanure de potassium. Elle est placée, bien horizontalement, dans la cloche à vide, au-dessus d'une lame de verre LM qu'un écran HK, également formé d'une lame de verre, partage en deux parties ; de cette manière les deux moitiés de LM seront dorées, l'une par l'or galvanoplastique, l'autre par l'or du restant de la cathode, et les deux dépôts seront obtenus dans des conditions identiques de temps, de courant et de vide. Or, ces deux dépôts ne sont pas identiques : celui qui se forme sur LK, en face de l'or galvanoplastique, étant franchement bleu, l'autre est vert ou verdâtre.

La conclusion de cette expérience est que l'or galvanoplastique, qui donne un dépôt bleu, est différent du reste de la cathode ; il en

diffère en ce que, formé au pôle — d'une cuve électrolytique, il est fortement chargé d'hydrogène.

D'autre part, on observe qu'une même cathode d'or galvanoplastique ou chimique donne de l'or bleu lorsqu'elle est neuve et, au bout d'un long usage, ne donne plus que de l'or vert. Pour contrôler, dans des conditions aussi bien déterminées que possible, ce résultat de nombreuses expériences, j'ai recouru au dispositif suivant (*fig.* 4) : la lame de verre placée en face de la cathode et destinée à recevoir les dépôts a la forme d'un cercle VV′ percé en son centre d'un trou O à travers lequel passe une pointe d'acier; cette pointe sert de pivot à un disque de mica MM′ qui recouvre le disque de verre, à l'exception d'un secteur MNPQ entaillé dans le mica. Enfin, une lame de fer F, collée sur le disque de mica, permettra de faire tourner celui-ci, à l'aide d'un aimant, sans ouvrir la cloche à vide. On peut alors, dans une même opération, obtenir jusqu'à dix dépôts successifs juxtaposés sur une même plaque. L'opération ainsi conduite montre nettement le *vieillissement des cathodes* par le virage progressif, du bleu au vert, des secteurs obtenus.

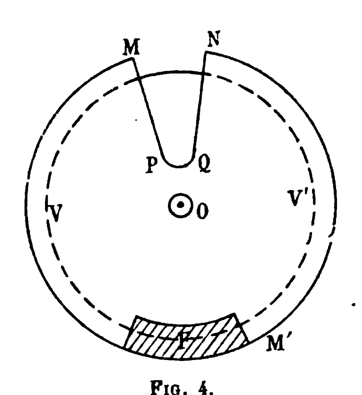


Fig. 4.

2° La nature du dépôt ionoplastique dépend encore d'une autre variable, qui est la température au point où se fait le dépôt. Si cette température n'atteint pas celle de la transformation de l'or bleu, celui-ci se dépose tel quel; sinon, il se transforme en or véritable et on obtient un dépôt vert.

J'ai pu mettre ce fait en évidence en employant (*fig.* 5) un tube en verre cylindrique dans lequel pénètrent, à travers les bouchons

de caoutchouc qui le ferment, une cathode C ayant la forme d'une sphère en laiton doré et une anode plane A en zinc portée par un tube relié à la pompe à vide.

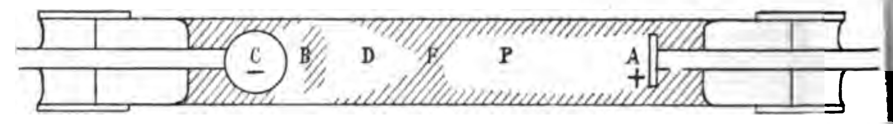


Fig. 5.

Dans ces conditions, en faisant passer la décharge (avec un vide compris entre $0^{mm},06$ et $0^{mm},08$), on reconnaît aisément en B l'espace sombre de Crookes, en D l'auréole négative, en F l'espace obscur de Faraday et en P la colonne positive. Le dépôt d'or se fait sur les parois du tube de verre, dans les régions correspondant à l'espace sombre B et à l'auréole D. Si on marche à un régime très lent, de façon à restreindre l'échauffement, le dépôt est entièrement bleu, plus épais à la limite de B et de D et dégradé sur ses bords où il prend une nuance pourpre. Ce dépôt est entièrement formé d'hydrure d'or, car il devient vert quand, après avoir démonté l'appareil, on chauffe le tube. Si, au contraire, on force le régime du courant, on obtient un dépôt vert bordé de bleu aux deux extrémités. En même temps, la température s'élève notablement : un thermomètre à mercure, introduit dans le tube de façon que son réservoir occupe la région BD, avait indiqué une température stationnaire de 32° dans le premier cas et de 92° dans le second ; mais il est hors de doute que les températures réellement atteintes au moment de chaque décharge sont notablement supérieures à ces nombres.

Toutes ces expériences montrent quels éléments influent sur la nature du dépôt. Les cathodes en or renferment normalement de l'hydrogène et projettent de l'hydrure d'or ; au bout d'un fonctionnement assez long, les cathodes peuvent s'appauvrir en hydrogène ; le récipient à vide devient plus dur, par suite l'échauffement s'accroît au voisinage de la cathode et l'hydrure projeté est décomposé ; toutefois c'est une question non résolue de savoir si, dans ces conditions, la cathode ne projette pas de l'or en même temps que de l'hydrure. En tous cas, dans les conditions courantes, la formation d'or métallique vert paraît résulter exclusivement d'une action secondaire, qui est l'échauffement au point de dépôt ; c'est

pourquoi la pellicule déposée est en général verte dans les régions plus épaisses et bleue dans les zones de moindre épaisseur, parce que, dans les premières, le nombre plus grand des chocs produit une plus forte élévation de température. Tous les détails, au premier abord si compliqués, qu'on observe dans l'ionoplastie de l'or, trouvent ainsi leur explication logique.

Sur la température des gaz dans les tubes à vide (1);

Par M. C. Féry.

Dans une note déjà ancienne (2), j'ai attiré l'attention sur l'impossibilité de mesurer d'une façon correcte la température d'un gaz incandescent. J'ai décrit dans cette note une méthode n'introduisant aucun corps solide dans la flamme, et qui est basée sur le renversement des raies brillantes fournies par des vapeurs métalliques produites dans le gaz lui-même : Un corps solide de pouvoir émissif sensiblement égal à l'unité, et dont on peut faire varier facilement la température (le filament de charbon d'une lampe à incandescence), permet dans la plupart des cas d'obtenir le renversement observé dans un spectroscope. On détermine la température du filament au moment de la disparition de la raie métallique; on admet alors qu'à ce moment la température de la flamme est la même que celle du fil.

Cette méthode est en défaut pour des températures supérieures à 2400°, auxquelles le carbone ne résiste que quelques instants. Les résultats fournis par cette méthode sont constants et paraissent très acceptables :

Bec Bunsen				
1re mesure.	1 870°	Bunsen	pleine admission d'air.......	1 871°
2e —	1 885°	Bunsen	1/2 —	1 812°
3e —	1 870°	Bunsen	sans air	1 712°
4e —	1 870°	Brûleur à acétylène..................		2 458°
5e —	1 895°	Alcool salé, flamme libre..............		1 705°
6e —	1 855°	— en vapeur dans Bunsen.........		1 862°
7e —	1 870°	— — avec 50 0/0 de benzine.		2 053°
8e —	1 855°	Hydrogène, flamme libre...............		1 900°
	———	— et oxygène (chalumeau)....		2 420°
Moyenne.	1 871°	Gaz d'éclairage et oxygène (chalumeau).		2 200°

(1) Séance du 5 juillet 1907.
(2) *Comptes Rendus* du 30 novembre 1903 : *Sur la température des flammes.*

Étant donné le grand intérêt théorique et pratique qui s'attache à la connaissance de ces températures, j'ai combiné le dispositif expérimental suivant qui permet de pousser les mesures jusqu'à 3 500° (température du cratère de l'arc électrique).

Sur un banc d'optique MN (*fig.* 1) est fixée la lentille L produisant l'image de l'arc A au centre de la masse gazeuse incandescente : cette image, reprise par la lentille L_1, est mise au point sur la fente du spectroscope S, en même temps que la flamme G (ou le tube renfermant le gaz), grâce à un prisme à réflexion totale *p*.

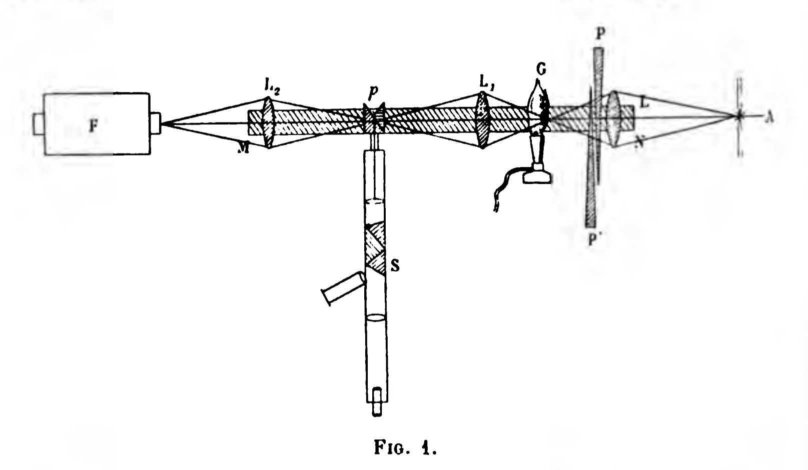


Fig. 1.

Entre l'arc et le gaz sont disposés deux prismes d'angle très petit et égal, P et P′, dont l'ensemble constitue une lame à faces parallèles d'épaisseur variable. La matière de ces prismes est un verre noir absorbant aussi également que possible toutes les radiations visibles [1], de sorte que, si on fait glisser en sens inverse les deux prismes au moyen d'un pignon non représenté sur la figure, on assombrit uniformément le spectre du cratère de l'arc, sur lequel se détachent en clair ou en noir les raies métalliques. On peut ainsi obtenir d'une façon très précise la disparition complète de raies. A ce moment, la température *apparente* de l'arc, vu au travers des verres neutres, est la même que celle du gaz.

Pour étalonner cet appareil, on a, au préalable, disposé en F un four électrique à résistance de charbon, pouvant être poussé jusqu'à

[1] Le verre F 3815 de Shott et Gen., de Iéna, remplit très bien cette condition.

2000°. Les radiations émises par ce four sont amenées dans le spectroscope au moyen de la lentille L_2 et du prisme p; elles y fournissent un spectre continu tangent au spectre également continu du cratère de l'arc.

Pour chacune des températures du four, repérées par un procédé connu, on note la position des prismes absorbants pour quelques radiations de longueur d'onde déterminée.

Si on porte alors en abscisses l'inverse de la température absolue du four, et en ordonnées les déplacements des prismes P, proportionnels à l'épaisseur introduite sur le parcours du rayon, on obtient une droite pour chacune des longueurs d'onde choisies.

On a en effet :

$$(1) \qquad E = E_0 e^{-kx},$$

en appelant E l'éclat du faisceau absorbé par les prismes P, et E_0 l'éclat constant du cratère ; k est le coefficient d'absorption du verre et x son épaisseur.

D'autre part, si l'égalité photométrique a lieu pour une certaine couleur de longueur d'onde λ, on a aussi :

$$(2) \qquad E = A e^{-\frac{B}{\lambda\theta}},$$

formule exprimant la loi du rayonnement monochromatique dans laquelle E est l'éclat du four à la température absolue θ et pour la longueur d'onde λ.

En égalant (1) et (2), on obtient :

$$\frac{E_0}{A} = e^{x - \frac{B}{\lambda\theta}},$$

qui peut prendre la forme d'une droite :

$$(3) \qquad kx = \log \frac{E_0}{A} + \frac{B}{\lambda\theta}.$$

Cet étalonnage, bien qu'un peu délicat, comme toutes les mesures spectrophotométriques, ne demande cependant que quelques soins, et la forme simple du graphique auquel il donne lieu permet de suite de juger de son exactitude. Il est bon, pour l'emploi courant de l'appareil étalonné, de tracer l'hyperbole portant directement θ en fonction de la déviation kx des prismes pour chaque couleur employée.

Résultats. — Cette méthode m'a permis de mesurer la tempéra-

ture du chalumeau oxyacétylénique, qui est de 3000° environ (à 50° près).

En plaçant en G une lampe Cooper Hewitt, je n'ai pu, même en supprimant les prismes P, obtenir le renversement des raies du mercure, ce qui montre que cette vapeur est à une température supérieure à 3500°.

J'ai cependant remarqué que le doublet jaune 5770,90 est beaucoup plus près du renversement que la raie verte 5461 et surtout que la raie bleue 4358. Ceci montre que la loi du déplacement de Wien semble s'appliquer au spectre des gaz, c'est-à-dire que, dans ces derniers, l'éclat, comme pour le corps noir, croîtrait plus vite avec la température dans le violet que dans le rouge.

Afin de pouvoir vérifier ce fait par des mesures numériques, j'ai essayé d'employer le soleil comme source renversante.

Malheureusement le spectroscope de laboratoire que j'employais ne m'a pas encore permis de faire de mesure, par suite de la coïncidence presque absolue avec une aussi faible dispersion de la raie $\lambda = 5462,7$ U. A. avec la raie verte du mercure $\lambda = 5461,0$. La première raie, mentionnée dans les *Étalons* de Rowland, appartient au nickel.

Je me propose de continuer ces mesures en employant un spectroscope plus dispersif.

On peut néanmoins conclure dès maintenant que l'amplitude du mouvement vibratoire correspondant aux raies du mercure dans les tubes à vapeur de mercure a une valeur supérieure à celle qui correspond à un corps noir porté à 3500°.

Sur la conductibilité électrique dans les mélanges d'acide (ou de base) et d'eau (1);

Par M. G. Boizard.

« Quand on dissout dans les divers mélanges d'un acide (ou d'une base) et d'eau, bons conducteurs de l'électricité et fonctionnant comme solvants, un acide, une base ou un sel à l'état pur, on obtient

(1) Séance du 15 novembre 1907.

toujours une solution qui est moins conductrice que le solvant correspondant, tant que la concentration de ce dernier est comprise entre certaines limites. Au contraire, les solvants étendus $\left(\text{rapport } \frac{\text{acide}}{\text{eau}}\right.$ très faible$\left.\right)$ ou les solvants concentrés $\left(\text{rapport } \frac{\text{acide}}{\text{eau}} \text{ très grand}\right)$ donnent toujours, par addition d'un bon électrolyte, des solutions beaucoup plus conductrices qu'eux-mêmes. »

Ce phénomène avait été aperçu par M. Bouty (1) en 1889, au cours de ses recherches sur la conductibilité et le mode d'électrolyse des solutions concentrées d'acide sulfurique, mais non publié. Il a été annoncé pour la première fois par M. Hollard (2) pour les solutions de quelques sulfates dans les mélanges d'acide sulfurique et d'eau contenant de 10 à 250 grammes d'acide sulfurique par litre. Je l'ai moi-même constaté, en mars 1905, dans l'hydrate $SO^4H^2 + H^2O$, et, employant comme solvants les mélanges avec l'eau d'acides, bases ou sels bons conducteurs de l'électricité, je suis parvenu à la généralisation suivante (3) : « Par addition à une solution bonne conductrice d'un électrolyte (ou de plusieurs électrolytes) d'un acide, base ou sel convenablement choisi, on pourra toujours obtenir une diminution de conductibilité à partir d'une certaine concentration du solvant. »

Méthodes de mesure. — La conductibilité des solvants a été déterminée par la méthode électrométrique (sous la forme que lui a donnée M. Bouty) (4) par comparaison avec celle d'une solution normale de chlorure de potassium ($\lambda = 983 . 10^{-4}$ à 18°).

Pour comparer entre elles les conductibilités d'un solvant et celles des solutions correspondantes (obtenues, comme je l'ai déjà dit, par addition d'un électrolyte pur à ce solvant), j'ai utilisé la méthode de Kohlrausch. Deux branches du pont sont constituées par un fil d'argentan, de 1 mètre de long, tendu sur une règle graduée en millimètres et calibré au préalable, sur lequel se déplace un contact mobile en platine. Les deux autres branches sont constituées par deux vases de verre (cellules) à électrodes platinées, contenant l'un

(1) Bouty, *C. R.*, t. CVIII ; 1889.
(2) Hollard, Thèse de doctorat, décembre 1905 ; — *J. de Phys.*, 1906.
(3) Boizard, Thèse de doctorat, juin 1907 ; — *Ann. de Ch. et de Phys.*, 1908.
(4) Bouty, *Ann. de Ch. et de Phys.*, t. III ; 1884.

le solvant, l'autre la solution $\left(\text{le rapport des constantes } \frac{l}{s}, \frac{l'}{s'}\right.$ des deux vases a été obtenu en y mettant le même mélange conducteur quelconque et déterminant la position d'équilibre du pont$\left.\right)$. On a relié les extrémités du fil à deux des bornes d'un interrupteur à deux directions; des deux autres bornes partent les conducteurs allant aux cellules, ce qui permet de changer à volonté, l'interrupteur étant à portée de la main de l'observateur écoutant au téléphone, la place des deux résistances liquides dans le pont de Wheatstone. On détermine alors chaque fois les deux positions d'équilibre, et l'on a ainsi deux mesures au lieu d'une. Ces deux mesures se contrôlent et contrôlent également le calibrage du fil [1]. Aussi la précision de la méthode a été telle (les positions d'équilibre se déterminant à environ 1 à $\frac{2}{10}$ de millimètre près) que, pour l'égaler, il faudrait disposer d'une méthode donnant directement les conductibilités à au moins $\frac{1}{1000}$ près. Une telle précision n'a iamais été atteinte, surtout pour les acides concentrés et les solutions qu'ils peuvent donner.

Résultats expérimentaux [2]. — Les mesures ont été faites à 18°. Les solvants étudiés ont été surtout les mélanges d'acide sulfurique et d'eau (désignés par acide x 0/0 : x grammes d'acide sulfurique pur pour $100 - x$ grammes d'eau). Soit de même : m, le nombre de molécules-grammes de substance dissoute par litre de solution : l, le quotient $\frac{\lambda_s - \lambda}{\lambda}$, λ_s désignant la conductibilité de la solution, λ celle du solvant. l est, pour chaque solvant, la variation de conductibilité fournie par les solutions rapportée à la conductibilité de ce solvant, et sa valeur est immédiatement donnée par la deuxième méthode de mesure.

(1) Si, en particulier, le fil était homogène et de longueur égale à 1 mètre, la somme des distances de deux positions d'équilibre au zéro de la règle devrait être exactement égale à 1 mètre.

(2) On a toujours contrôlé la pureté des corps employés, tenu compte, pour le calcul de m, de la variation de volume produite par la substance dissoute; la teneur en acide a été déterminée à l'aide d'une liqueur titrée de soude, avec la phtaléine du phénol comme indicateur coloré.

Cette valeur dépend, pour un solvant donné, de la quantité m de la matière dissoute et de la température. A température constante, les variations de l en fonction de m peuvent se ramener à cinq types seulement.

Type I, général pour les solvants de concentration moyenne (20 à 95 0/0) : l est proportionnel à m; la différence de conductibilité entre la solution et le solvant correspondant est proportionnelle à la quantité de la matière dissoute.

Cas particulier important : l est nul tant que m ne dépasse pas sensiblement 1. On dit qu'il y a alors isoconductibilité.

Type II, assez général pour les solvants de 5 à 20 0/0 : l varie moins vite que m, et peut souvent se représenter par

$$\frac{l}{m} = a - bm,$$

a et b étant deux nombres de même signe, fonction du solvant et de la substance dissoute.

Type III : l peut changer de signe pour une certaine valeur de m; la solution, de plus conductrice, deviendra moins conductrice que le solvant, ou inversement. Le point d'inversion (passage des solutions plus conductrices aux solutions moins conductrices, ou inversement) dépend donc de la quantité de matière dissoute. Ceci a lieu pour les sulfates, contrairement à ce qui avait été annoncé par M. Hollard (1).

Type IV, rencontré dans les solvants étendus (jusqu'à 1 0/0) : l varie d'abord plus vite, puis moins vite que m.

Type V : l varie plus vite que m. Ce type est assez rare; il n'est présenté que par les corps exerçant sur le solvant une action chimique, et n'est présenté que par certains solvants.

Le tableau suivant indique les divers types rencontrés dans l'étude des solutions de SO^4Am^2, SO^4K^2, SO^4Na^2, SO^4KH, CH^3CO^2H, CH^3CO^2K dans les divers mélanges d'acide sulfurique et d'eau utilisés. Les indices α et β sont relatifs, α aux solutions moins conductrices, β aux solutions plus conductrices que le solvant.

(1) Hollard, *loc. cit.*

Solvants	SO^4Am^2	SO^4K^2	SO^4Na^2	SO^4KH	CH^3CO^2H	CH^3CO^2K
$x = 0{,}25$	IV_β	IV_β	IV_β	II_β	II_α	III
0,5	IV_β	IV_β	IV_β	II_β	II_α	III
1	IV_β	IV_β	III	II_β	II_α	III
2	III	III	III	II_β	II_α	II_α
3	III	III	III	II_β	II_α	II_α
5	III	III	II_α	II_β	II_α	II_α
10	II_α	II_α	II_α	II_β	II_α	II_α
15	II_α	II_α	II_α	II_β	II_α	II_α
20	I_α	I_α	I_α	Isoconductibilité	II_α	I_α
30	I_α	I_α	I_α	I_α	II_α	I_α
45	I_α	I_α	I_α	I_α	II_α	I_α
60	I_α	I_α	I_α	I_α	II_α	I_α
73	I_α	I_α	I_α	I_α	II_α	I_α
84,5	I_α	I_α	I_α	I_α	II_α	I_α
88	I_α	I_α	I_α	I_α	II_α	I_α
92	V_α	I_α	I_α	I_α	II_α	I_α
97,5	III	I_β	I_β	I_β	III	I_β
100 (SO^4H^2 pur)	III	III	III	III	III	III

Les quatre tableaux suivants donnent, de même, les valeurs de l dans les divers solvants pour $m = \frac{1}{10}, \frac{2}{10}, \frac{4}{10}, \frac{8}{10}$ de molécule par litre de solution.

Solutions à $\frac{1}{10}$ de molécule par litre.

Pourcentage du solvant	SO^4Am^2	SO^4K^2	SO^4Na^2	SO^4KH	CH^3CO^2H	CH^3CO^2K
0,25	+ 0,98	+ 0,93	+ 0,60	+ 1,9	— 0,0166	— 0,35
0,5	+ 0,376	+ 0,345	+ 0,19	+ 0,88	— 0,0184	— 0,57
1	+ 0,106	+ 0,083	— 0,003	+ 0,46	— 0,0183	— 0,41
2	— 0,002	— 0,016	— 0,064	+ 0,22	— 0,0183	— 0,25
3	— 0,017	— 0,032	— 0,066	+ 0,138	— 0,0183	— 0,19
5	— 0,024	— 0,033	— 0,054	+ 0,070	— 0,0183	— 0,12
10	— 0,018	— 0,024	— 0,038	+ 0,025	— 0,0175	— 0,067
15	— 0,016	— 0,020	— 0,033	+ 0,008	— 0,0172	— 0,048
20	— 0,0146	— 0,0188	— 0,0324	0	— 0,0167	— 0,0353
30	— 0,0132	— 0,0173	— 0,0278	— 0,008	— 0,0156	— 0,0213
45	— 0,0109	— 0,0167	— 0,025	— 0,0118	— 0,0148	— 0,0176
60	— 0,0114	— 0,0184	— 0,0231	— 0,0156	— 0,0154	— 0,0174
73	— 0,0129	— 0,0226	— 0,0273	— 0,0157	— 0,0155	— 0,0182
84,5	— 0,0232	— 0,0346	— 0,0414	— 0,0196	— 0,0178	— 0,0337
88	— 0,0245	— 0,036	— 0,042	— 0,022	— 0,0203	— 0,0382
92	— 0,015	— 0,0267	— 0,037	— 0,0217	— 0,0166	— 0,0301
97,5	+ 0,032	+ 0,0407	+ 0,0176	+ 0,0264	+ 0,020	+ 0,0403
100	+ 0,52	+ 0,49	+ 0,45			+ 0,49

Solutions à $\frac{2}{10}$ de molécule par litre.

Pourcentage du solvant	SO^4Am^2	SO^4K^2	SO^4Na^2	SO^4KH	CH^3CO^2H	CH^3CO^2K
0,25	+ 2,03	+ 2	+ 1,36	+ 3,5	— 0,0332	+ 0,2
0,5	+ 0,9	+ 0,85	+ 0,52	+ 1,7	— 0,0365	— 0,31
1	+ 0,31	+ 0,27	+ 0,113	+ 0,908	— 0,0364	— 0,57
2	+ 0,05	+ 0,022	— 0,068	+ 0,43	— 0,0364	— 0,45
3	— 0,01	— 0,034	— 0,098	+ 0,27	— 0,0364	— 0,36
5	— 0,036	— 0,060	— 0,096	+ 0,14	— 0,0364	— 0,24
10	— 0,0348	— 0,0474	— 0,075	+ 0,05	— 0,0348	— 0,13
15	— 0,0312	— 0,0406	— 0,0656	+ 0,015	— 0,034	— 0,095
20	— 0,0292	— 0,0372	— 0,065	0	— 0,033	— 0,0706
30	— 0,0264	— 0,0346	— 0,056	— 0,0156	— 0,031	— 0,0426
45	— 0,0218	— 0,0334	— 0,050	— 0,0236	— 0,0296	— 0,0352
60	— 0,0228	— 0,0368	— 0,0463	— 0,0312	— 0,0308	— 0,0348
73	— 0,0258	— 0,0454	— 0,0546	— 0,0315	— 0,0309	— 0,0364
84,5	— 0,0464	— 0,0694	— 0,083	— 0,0392	— 0,0354	— 0,0674
88	— 0,049	— 0,072	— 0,084	— 0,044	— 0,04	— 0,0765
92	— 0,0312	— 0,0534	— 0,074	— 0,0434	— 0,0332	— 0,060
97,5	+ 0,1	+ 0,081	+ 0,035	+ 0,053	+ 0,375	+ 0,080
100	+ 1,85	+ 1,78	+ 1,60	+ 1,11	+ 0,5	+ 1,74

Solutions à $\frac{4}{10}$ de molécule par litre.

Pourcentage du solvant	SO^4Am^2	SO^4K^2	SO^4Na^2	SO^4KH	CH^3CO^2H	CH^3CO^2K
0,25	+ 3,98	+ 4	+ 2,8	+ 6,52	— 0,658	+ 1,235
0,5	+ 1,88	+ 1,93	+ 1,25	+ 3,12	— 0,0718	+ 0,252
1	+ 0,79	+ 0,78	+ 0,416	+ 1,75	— 0,0719	— 0,375
2	+ 0,23	+ 0,187	+ 0,011	+ 0,84	— 0,0719	— 0,635
3	+ 0,07	+ 0,02	— 0,095	+ 0,54	— 0,072	— 0,584
5	— 0,035	— 0,077	— 0,154	+ 0,274	— 0,072	— 0,438
10	— 0,064	— 0,0914	— 0,143	+ 0,0952	— 0,0692	— 0,26
15	— 0,0612	— 0,08	— 0,128	+ 0,0288	— 0,0676	— 0,19
20	— 0,0583	— 0,0746	— 0,12	0	— 0,0656	— 0,142
30	— 0,053	— 0,069	— 0,1113	— 0,031	— 0,0613	— 0,085
45 (1)	— 0,044				— 0,0584	
60	— 0,0458				— 0,0610	
73	— 0,0516				— 0,0611	
84,5	— 0,0928				— 0,0696	
88	— 0,0978				— 0,079	
92	— 0,0625				— 0,0662	
97,5	+ 0,192				+ 0,067	
100	+ 3,925				+ 1,8	

(1) Les nombres manquants n'ont pu être déterminés à cause du peu de solubilité des sels correspondants dans les mélanges d'acide sulfurique et d'eau.

Solutions à $\frac{8}{10}$ de molécule par litre.

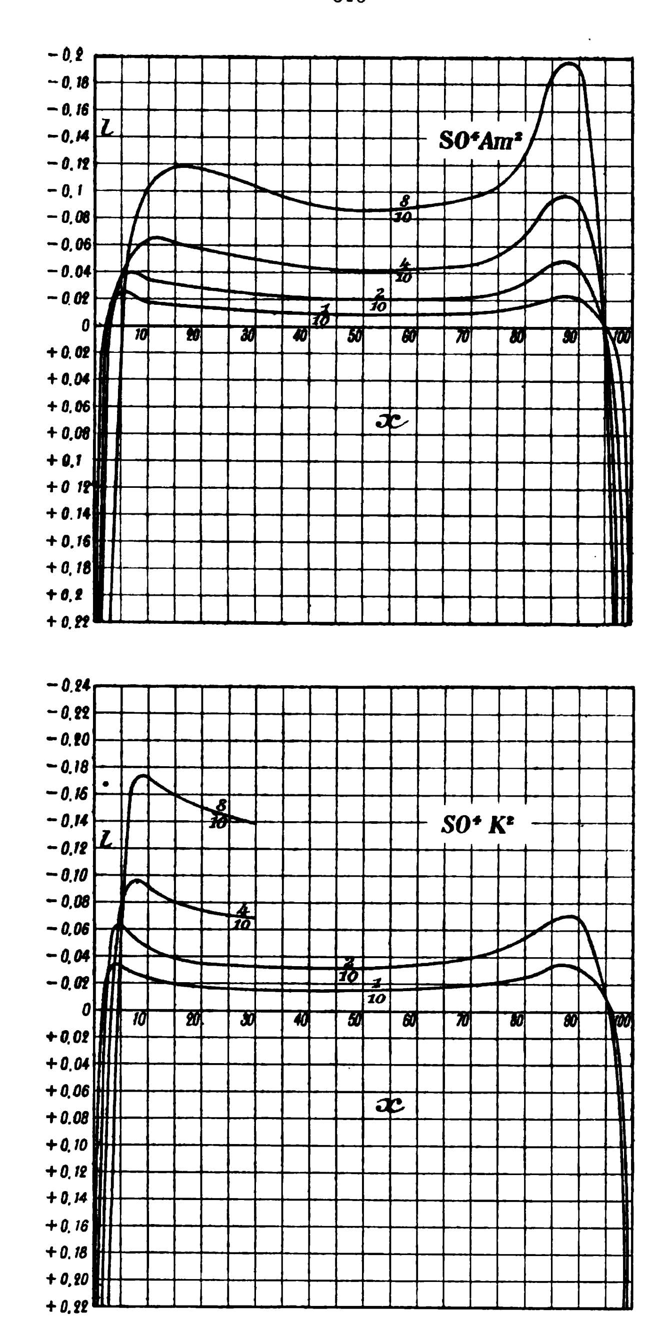
Pourcentage du solvant	SO^4Am^2	SO^4K^2	SO^4Na^2	SO^4KH	CH^3CO^2H	CH^3CO^2K
0,25	+ 7,38	+ 7,5	+ 4,85	+ 12,3	— 0,1296	+ 3,12
0,5	+ 3,73	+ 3,8	+ 2,33	+ 5,9	— 0,1388	+ 1,19
1	+ 1,75	+ 1,75	+ 0,92	+ 3,245	— 0,14	+ 0,175
2	+ 0,66	+ 0,65	+ 0,213	+ 1,6	— 0,140	— 0,42
3	+ 0,36	+ 0,235	— 0,008	+ 1,02	— 0,1405	— 0,59
5	+ 0,037	— 0,036	— 0,19	+ 0,55	— 0,1408	— 0,68
10	— 0,103	— 0,17	— 0,259	+ 0,172	— 0,135	— 0,5
15	— 0,1182	— 0,154	— 0,249	+ 0,0507	— 0,132	— 0,364
20	— 0,1166	— 0,149	— 0,239	— 0,009	— 0,128	— 0,282
30	— 0,106	— 0,138	— 0,2226	— 0,0625	— 0,120	— 0,17
45	— 0,087				— 0,1144	
60	— 0,092				— 0,1197	
73	— 0,103				— 0,1216	
84,5	— 0,186				— 0,1345	
88	— 0,195				— 0,153	
92	— 0,146				— 0,1325	
97,5	+ 0,293				+ 0,0955	
100	+ 6,7				+ 3,425	

Les courbes suivantes représentent ces valeurs de l portées en ordonnées. En abscisses sont portées les valeurs de x, c'est-à-dire les pourcentages du solvant.

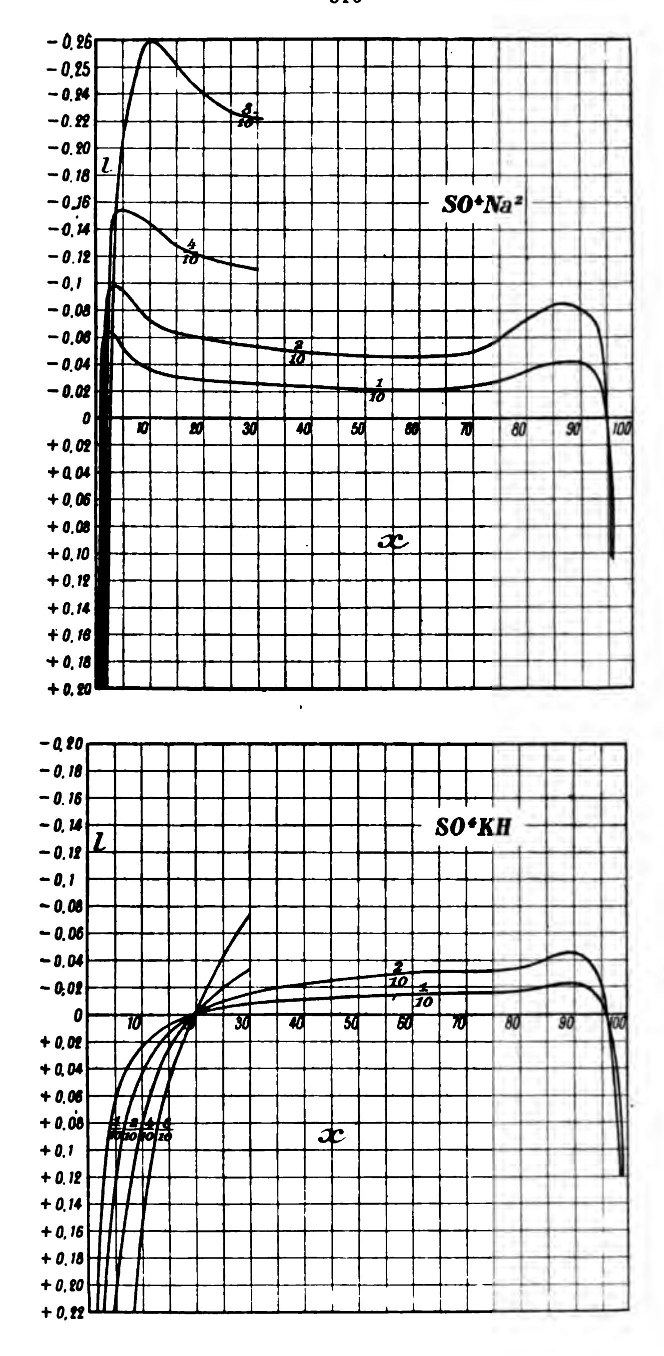
Conductibilité dans l'acide sulfurique pur. — Les tableaux de nombres montrent que les variations moléculaires observées dans l'acide 100 0/0 pour les sulfates de K, Na, Am, tendent à être sensiblement les mêmes. Cet acide obéit donc à la loi des conductibilités moléculaires, trouvée par M. Bouty pour l'eau et étendue par lui à l'acide azotique (1) : « Toute molécule électrolytique possède, dans un solvant donné, une même conductibilité électrique caractéristique du solvant, pourvu qu'on n'introduise la substance étrangère qu'en quantité assez minime pour ne pas altérer sensiblement la densité du dissolvant. »

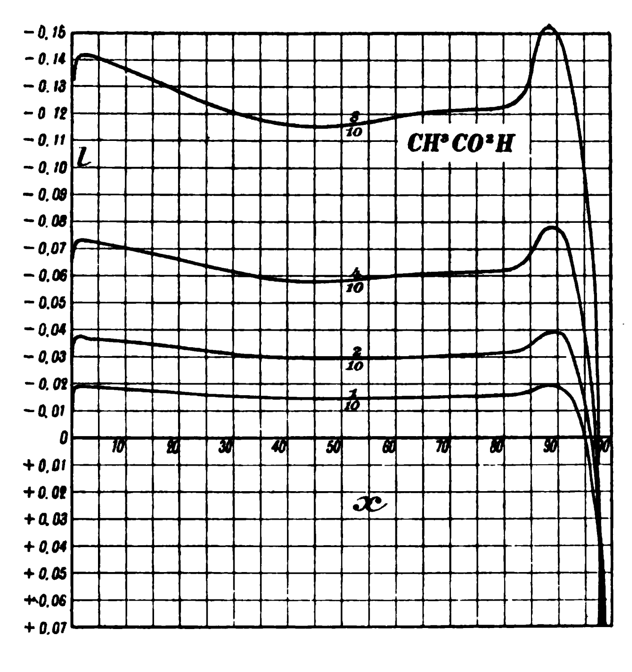
Cet acide 100 0/0 étudié semblait contenir un excès de SO^3 (excès du reste de l'ordre de grandeur des erreurs de titrage) et éprouvait, par addition d'eau, une diminution de conductibilité qui passait par un maximum pour $0^{mol},0472$ d'eau ajoutée par litre d'acide. Les courbes obtenues dans l'acide 100 0/0 peuvent facile-

(1) Bouty, *J. de Phys.*, t. III, 1884 ; — *Mémoires de la Soc. philomatique*, 1888.

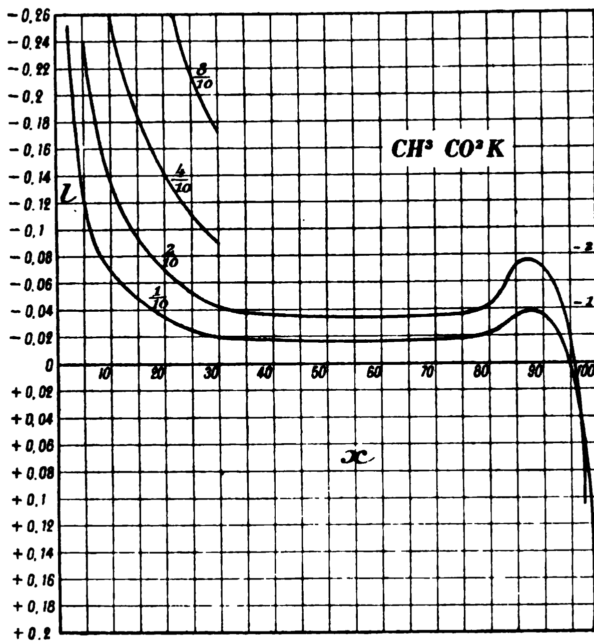


SO⁴Am²
l
x
8/10
4/10
2/10
1/10
SO⁴ K²
l
x
8/10
4/10
2/10
1/10


SO⁴Na²
l
x
SO⁴KH



CH³ CO²H
l
x
8/10
4/10
2/10
1/10



CH³ CO²K
l
x
8/10
4/10
2/10
1/10

ment se rapporter à ce nouvel acide de conductibilité minima ; elles conduisent alors à la conclusion suivante, à laquelle du reste était déjà parvenu Walden [1] : « L'acide sulfurique pur SO^4H^2 donne avec les électrolytes des solutions meilleures conductrices que les solutions aqueuses correspondantes. »

De plus, on sait que la conductibilité des divers mélanges d'acide sulfurique et d'eau passe par un minimum au voisinage de la concentration, 100 0/0 correspondant exactement à la formule SO^4H^2 [à 99,75 0/0, d'après W. Kohlrausch [2]; entre 99,9 et 99,95 0/0, d'après Knietsch [3]], la valeur de ce minimum étant $80 . 10^{-4}$. D'après mes recherches, la valeur de ce minimum est certainement moindre, de l'ordre de $70 . 10^{-4}$; de plus, il est probablement présenté par l'acide pur SO^4H^2. Cet acide se comporterait ainsi comme tous les corps purs.

Généralisation. — Dans les mélanges d'acide sulfurique et d'eau, on retrouve les mêmes types de variation de conductibilité, avec :

1° Tous les sulfates, soit anhydres, soit privés ou non de leur eau de cristallisation ;

2° Les bisulfates;

3° Les acides minéraux : chlorhydrique, azotique, phosphorique, borique;

4° Les acides organiques, à fonction simple ou complexe : acides mono et trichloracétique, propionique, succinique, oxalique, benzoïque, tartrique, pyruvique ;

5° Divers sels : chlorure, azotate, permanganate, bichromate de potassium; acétate, chlorure de sodium; phosphate diammonique, etc.

Le phénomène paraît donc être extrêmement général vis-à-vis des électrolytes dissous. Il est aussi général par rapport aux solvants. C'est ainsi que les mêmes types se retrouvent en employant, à la place des mélanges d'acide sulfurique et d'eau :

1° Les mélanges d'eau et des acides chlorhydrique, azotique ou phosphorique ;

2° Les mélanges d'eau et de potasse ou de soude ;

3° Les mélanges d'eau et d'azotate d'ammonium, etc.

(1) Walden, *Zeit. fur. anorg. Chemie*, t. XXIX : 1902.
(2) W. Kohlrausch, *Wied. Ann.*, t. XVII ; 1882.
(3) Knietsch, *Berichte der deut. chem. Gesellschaft*, 1901.

La conclusion générale déjà citée s'imposait donc : « Par addition, à une solution d'un (ou même de plusieurs) électrolyte bonne conductrice de l'électricité, d'un acide, base ou sel convenablement choisi, on pourra toujours obtenir une diminution de conductibilité à partir d'une certaine concentration du solvant. »

Il faut absolument que le solvant soit bon conducteur, car j'ai toujours obtenu des solutions beaucoup plus conductrices par solution d'un bon électrolyte dans les électrolytes faibles : mélanges avec l'eau des acides acétique, formique ou benzoïque ou de l'ammoniaque.

Essai théorique. — Les solutions étudiées présentent un équilibre stable et non une vitesse de transformation ; de plus, les variations de conductibilité n'ont aucune relation avec les variations correspondantes de la viscosité ou du point de congélation (cryoscopie dans l'hydrate cristallisable $SO^4H^2 + H^2O$).

Il y a donc lieu de ne faire appel, pour interpréter les faits observés, qu'aux équilibres entre les ions ou aux phénomènes chimiques. Quatre cas principaux se présentent, et, pour chacun, des hypothèses très simples permettent de se rendre compte qualitativement, souvent même quantitativement, des résultats obtenus.

Solvants étendus. — Premier cas : *Électrolyte fort sans action chimique sur le solvant.* — Exemple : azotate de potassium dans les mélanges d'acide azotique et d'eau. On sait que, dans la solution d'un sel dans l'eau, la conductibilité moléculaire diminue quand la concentration en sel augmente : il se forme donc d'autant moins d'ions nouveaux qu'il s'en trouve plus de même espèce dans la solution. Nous avons alors admis : « que le rapport de la quantité y de molécules d'AzO^3K non dissociées à la quantité m de molécules introduites était proportionnel à la quantité totale d'ions $\overline{AzO^3}$ existant dans la solution ».

Deuxième cas : *Électrolyte fort pouvant donner lieu à une action chimique avec le solvant.* — Exemple : sulfates acides ou neutres dans les mélanges d'acide sulfurique et d'eau. — Au point de vue chimique, le bisulfate est d'autant plus stable en solution sulfurique que celle-ci est plus concentrée. Nous avons donc fait l'hypothèse que « le rapport de la quantité y de molécules de bisulfate non décomposées (en sulfate neutre et acide) à la quantité m de molécules introduites était proportionnel à la quantité totale d'acide libre existant en solution ». Pareillement, « le rapport de la quantité

$(m - y)$ de molécules de sulfate neutre transformées en bisulfate à la quantité m de molécules introduites est proportionnel à la quantité totale d'acide libre existant en solution ».

Troisième cas : *Électrolyte faible sans action chimique sur le solvant. — Cas de l'acide acétique et des acides faibles dans les mélanges des acides forts et d'eau.* — L'expérience prouve que les solutions d'acides faibles dans un solvant quelconque font éprouver à ce solvant des variations de conductibilité (augmentations ou diminutions) d'autant plus grandes qu'il est plus conducteur. Il est alors naturel d'admettre que « le rapport de la quantité $(m - y)$ de molécules d'acide faible dissociées au nombre m de molécules introduites est proportionnel au nombre total d'ions $\overset{+}{H}$ libres en solution ».

Quatrième cas : *Électrolyte faible donnant lieu à une action chimique avec le solvant (acétates dans l'acide sulfurique, etc.).* — En général, la décomposition est totale ; les courbes présentent une diminution de conductibilité qui passe par un maximum, et ce maximum correspond à la disparition totale de l'acide ou de la base du solvant (1) ; la valeur de m qui donne ce maximum est fonction du nombre de molécules d'électrolyte que contient le solvant et indique aussitôt le composé chimique obtenu. C'est ainsi que, pour l'acétate, le maximum a lieu par addition d'un nombre de molécules de ce sel double de celui que contenait le solvant en acide sulfurique. Il se forme donc du sulfate neutre et non du bisulfate :

$$2\overline{CH^3CO^2}\overset{+}{K} + \overset{=}{SO^4}\overset{+}{H^2} = \overset{=}{SO^4}\overset{+}{K^2} + 2CH^3CO^2H.$$

Solvants concentrés. — Les phénomènes s'interprètent facilement en admettant qu'il se forme une combinaison chimique entre le solvant et la substance dissoute, combinaison en général parfaitement connue et décomposable par l'eau.

Les variations de conductibilité, en général proportionnelles à la concentration du corps dissous tant que celle-ci reste faible $\left(\frac{1}{10} \text{ à } \frac{2}{20}\right.$ de molécule par litre$\left.\right)$, puis augmentant moins vite qu'elle, sont

(1) Par addition croissante d'acétate dans un mélange d'acide sulfurique et d'eau, on a d'abord, en solution, de l'acide sulfurique, de l'acide acétique et un sulfate, puis (réaction complète) l'acide acétique total et un sulfate, puis l'acide acétique, le sulfate et, en plus, l'acétate que l'on ajoute à nouveau. La solution la moins conductrice est évidemment celle correspondant à la réaction complète, l'acide sulfurique étant plus conducteur que le sulfate à égale concentration.

alors dues à une action chimique et à une ionisation d'autant plus complètes que le solvant est plus concentré et que la quantité de corps dissous est plus faible.

Méthode de calcul et d'interprétation des résultats. — Précisons, par un exemple, comment on peut, à l'aide des hypothèses faites, calculer les variations de conductibilité et retrouver les types obtenus expérimentalement. Prenons le cas du bisulfate de potassium. Ce bisulfate se décompose en partie d'après la réaction :

$$2\overline{SO^4H}\,K = \overset{=}{SO^4}\,\overset{+}{H^2} + \overset{=}{SO^4}\,\overset{+}{K^2}.$$

Si a est le nombre de molécules d'acide sulfurique du solvant, y le nombre de molécules de bisulfate non décomposées, m le nombre de molécules introduites, comme les $(m - y)$ molécules décomposées donnent $\frac{m-y}{2}$ molécules d'acide, l'hypothèse faite précédemment conduit à l'égalité :

$$\frac{y}{m} = k\left(a + \frac{m-y}{2}\right) \text{ (1)},$$

$$(1) \qquad y = km\,\frac{2a+m}{2+km},$$

k dépendant du solvant.

Première conséquence. — Si la formule est applicable à la limite, quand m augmente indéfiniment, $\frac{y}{m}$ tendant vers 1, la proportion de bisulfate dissocié tend vers 0.

L'accroissement Z de conductibilité est dû : 1° à la dissociation des $\frac{m-y}{2}$ molécules d'acide et de sulfate neutre formées ; 2° à l'ionisation (du reste faible) du bisulfate restant, ionisation qui entraîne une rétrogradation proportionnelle des ions du solvant. Il peut se mettre sous la forme :

$$Z = ny + p(m - y), \qquad n \text{ et } p \text{ dépendant aussi du solvant,}$$

ou :

$$(2) \qquad Z = \frac{m}{2+km}\left[2p - 2(p-n)\,ka + nkm\right],$$

en remplaçant y par sa valeur en fonction de m.

(1) On pourrait arriver à la même formule en ne faisant intervenir dans l'hypothèse que les ions libres en présence.

Deuxième conséquence. — Pour une même valeur de m, Z doit conserver sensiblement la même valeur, tant que la concentration du solvant varie peu, auquel cas k, p, n varient aussi très peu.

En effet, pour $m = 0,3$, on trouve :

Dans l'acide 0,25 0/0	$10^4 Z = 635$
0,5	568
1	585
2	562

Troisième conséquence. — $\frac{Z}{m}$ tend vers n quand m augmente indéfiniment.

Pour les grandes valeurs de m, les valeurs de $\frac{Z}{m}$ doivent tendre sensiblement vers une même limite. On trouve en effet :

Dans l'acide 0,25 0/0	$10^4 \frac{Z}{m} = 1\,816$
0,5	1 730
1	1 800
2	1 715
5	1 342

On voit qu'à partir de 2 0/0 la limite de $\frac{Z}{m}$, c'est-à-dire n, diminue beaucoup ; l'ionisation du bisulfate restant devient donc de plus en plus faible à mesure que le pourcentage du solvant augmente.

Quatrième conséquence. — La dérivée de $\frac{Z}{m}$ [1] a le signe de $(ka - 1)$. Elle est négative tant que a est faible (solvant peu concentré). L'augmentation de conductibilité varie donc moins vite que la concentration (type II_β effectivement observé). De plus, cette dérivée pour la même valeur de m a une valeur d'autant plus faible que $(ka - 1)$ est plus faible, c'est-à-dire que a est plus grand. Donc les variations relatives de conductibilité dans les divers solvants sont d'autant plus petites que le solvant est plus concentré, fait conforme aussi à l'expérience.

Cinquième conséquence. — Quand $(ka - 1)$ deviendra nul, l'équation (1) donnera $y = m$; c'est-à-dire qu'aucune molécule de bisulfate n'est décomposée ; d'où la conclusion chimique importante : « Aucune molécule de bisulfate n'est transformée en sulfate neutre dans l'acide

(1) Cette dérivée égale $\frac{2k(p-n)(ka-1)}{(2+km)^2}$ avec $p - n > 0$.

sulfurique de concentration au moins 20 0/0; réciproquement, le sulfate neutre y est intégralement transformé en bisulfate. » L'équation (2) donne $\frac{Z}{m} = n$, et comme expérimentalement $\frac{Z}{m} = o$, on en déduit $n = o$; c'est-à-dire qu'à 20 0/0 l'ionisation du bisulfite par le solvant entraîne une rétrogradation égale de l'ionisation du solvant.

Au delà de 20 0/0, aucune réaction chimique n'a lieu et il y a seulement une ionisation faible du bisulfate, par suite sensiblement proportionnelle à sa concentration. Cette ionisation produit une rétrogradation proportionnelle des ions du solvant plus grande qu'elle-même (car n variant d'une façon continue passera d'une valeur positive à une valeur négative); le résultat est donc une diminution de conductibilité proportionnelle à m (type I_α effectivement observé). A 96 0/0, on observe de nouveau l'isoconductibilité; puis, dans les solvants plus concentrés, des variations (augmentations) de plus en plus fortes de la conductibilité. Dans l'acide 100 0/0, il se produit d'abord une diminution de conductibilité qui passe par un maximum par addition de $0^{mol},048$ de bisulfate. Si on se rappelle que ce maximum est aussi donné par l'eau par addition de $0^{mol},0475$, cette concordance nous fait admettre la formation d'un composé de bisulfate et d'acide sulfurique, molécule à molécule, avec élimination d'une molécule d'eau. Ce composé est probablement le pyrosulfate acide :

$$SO^4KH + SO^4H^2 = S^2O^7KH - H^2O,$$

d'autant plus stable qu'il est en solution plus concentrée, et entièrement décomposé dans l'acide 96 0/0, d'où l'isoconductibilité.

Conclusions générales obtenues au point de vue chimique. — D'après ce que nous venons de voir, dans l'action de l'acide sulfurique sur les sulfates et bisulfates alcalins, il paraît se former :

1° Un mélange de sulfate neutre et de bisulfate (la quantité de bisulfate étant d'autant plus faible que l'acide est plus étendu), tant que la concentration de l'acide sulfurique ne dépasse pas 15 0/0 pour les sels de sodium, 20 0/0 pour ceux de potassium, 23 0/0 pour ceux d'ammonium;

2° Exclusivement du bisulfate dans les acides de 20 0/0 à 96 0/0 environ;

3° Un mélange de bisulfate et de pyrosulfate acide (la quantité de pyrosulfate étant d'autant plus grande que le solvant est plus concentré) entre 96 et 100 0/0;

4° Une transformation complète en pyrosulfate acide, du moins quand la quantité de sel ajouté ne dépasse pas $\frac{2}{10}$ de molécule par litre, dans l'acide 100 0/0.

Pour les azotates alcalins, il y a probablement formation de composés tels que $AzO^3K + 2AzO^3H$ [1] dans l'acide azotique concentré (au delà de 80 0/0) ; aucune réaction chimique n'a lieu en solution étendue.

De même, pour l'acétate de potassium, il y a décomposition complète, dans les solvants :

Contenant en acide sulfurique	Avec formation probable de
1° jusqu'à 5 0/0..	Sulfate neutre et acide acétique.
2° de 5 à 20 0/0..	Sulfate neutre, bisulfate et acide acétique.
3° de 20 à 96 0/0..	Bisulfate et acide acétique.
4° de 96 à 100 0/0..	Bisulfate, pyrosulfate, acide acétique et combinaison acéto-sulfurique [2].
5° 100 0/0..........	Pyrosulfate et combinaison acéto-sulfurique.

J'ajoute que la décomposition de l'acétate est aussi complète dans les acides azotique et chlorhydrique étendus ; de même SO^4Am^2, dans la soude 4 0/0, est en entier décomposé avec formation de SO^4Na^2.

Conclusion. — On voit, par cet exposé, l'importance des mesures de conductibilité pour l'interprétation des phénomènes chimiques qui se passent dans les solutions. Grâce à la simplicité et à la précision des méthodes de mesure indiquées, à la facile interprétation des résultats, on pourra, je l'espère, étudier la plupart des électrolytes forts en solution dans les mélanges d'autres électrolytes forts et d'eau, et reconnaître, par exemple, la formation d'hydrates ou de sels doubles.

Ces recherches ont été faites et sont continuées par d'autres expérimentateurs au Laboratoire d'Enseignement physique, à la Sorbonne, sous la direction de mon éminent maître M. Bouty, à qui j'adresse, en terminant, ma plus vive gratitude pour la part qu'il a prise au travail qui vient d'être exposé.

(1) Bouty, *Mémoires de la Société philomatique*, 1888.

(2) J'appelle combinaison acéto-sulfurique celle que l'acide acétique semble donner en solution sulfurique concentrée ; cette combinaison a lieu molécule à molécule avec élimination d'une molécule d'eau, par exemple acide sulfacétique ou anhydride acétylsulfurique.

BULLETIN DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

40589. PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS,
55, quai des Grands-Augustins.

BULLETIN DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE,

RECONNUE COMME ÉTABLISSEMENT D'UTILITÉ PUBLIQUE
PAR DÉCRET DU 15 JANVIER 1881

RÉSUMÉ DES COMMUNICATIONS

faites pendant l'année 1907.

PARIS,
AU SIÈGE DE LA SOCIÉTÉ,
44, RUE DE RENNES,

1907

RÉSUMÉS DES COMMUNICATIONS

FAITES PENDANT L'ANNÉE 1907.

SÉANCE DU 18 JANVIER 1907.

PRÉSIDENCE DE MM. E.-H. AMAGAT ET H. LE CHATELIER.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 21 décembre 1906 est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues Membres de la Société.
Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être Membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 1er février prochain.

MM. CARTHEIM GYLLENSKÖLD (V.), Docteur ès Sciences, Secrétaire de la Commission suédoise pour la mesure d'un arc de méridien au Spitzberg, à Stockholm (Suède).
GOUPIL (Emile), Ingénieur des Arts et Manufactures, à La Praz, par Modane (Savoie).
GRUNER (Paul), Professeur de Physique théorique à l'Université de Berne (Suisse).
HONORÉ, Professeur au collège Saint-Joseph, à Trichinopoly (Madras, Indes anglaises).
LEFEBVRE (Léon), Ingénieur des Arts et Manufactures, à Paris.
SZARVADY, Ingénieur des Arts et Manufactures, Répétiteur à l'École Centrale, à Paris.

M. le PRÉSIDENT rappelle que le Rapport de la Commission des comptes sur l'exercice 1905-1906 a été adressé à tous les Membres de la Société; il demande s'il y a quelques objections à faire à ce Rapport. Aucune observation n'étant présentée, le Rapport de la Commission des comptes est mis aux voix et adopté.

M. le PRÉSIDENT déclare le scrutin ouvert pour la nomination du Vice-Président, du Secrétaire général, de l'Archiviste-Trésorier, du Vice-Secrétaire et pour le renouvellement partiel du Bureau.

M. le PRÉSIDENT proclame le résultat du vote. Sont élus :

BUREAU.

Vice-Président : M. DESLANDRES, Membre de l'Institut.
Secrétaire général : M. ABRAHAM (H.), Maître de conférences à l'École Normale supérieure.
Archiviste-Trésorier : M. PELLIN (Ph.), Ingénieur des Arts et Manufactures.
Vice-Secrétaire : M. DUFOUR (Alex.), Professeur au Lycée Louis-le-Grand.

Sont élus Membres du Conseil pour une période de trois années (1907-1909) :

Membres résidants :

MM. Gourée de Villemontée, Professeur au Lycée Buffon.
Lafay (A.), Professeur à l'Ecole Polytechnique.
Leblanc (Maurice), Président de la Société internationale des Électriciens.
Lugol (P.), Professeur au Lycée Saint-Louis.

Membres non résidants :

MM. Couette (M.), Professeur aux Facultés catholiques, à Angers.
Larmor (J.), Lucasian, Professor of Mathematics Saint-John's College, Cambridge (Angleterre).
Marchis, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.
Rubens (H.), Professeur à l'Université de Berlin (Allemagne).

Sont élus Membres de la Commission du *Bulletin* : MM. Foussereau, Ch.-Ed. Guillaume et Lucien Poincaré.

M. Amagat, Président sortant, prononce l'allocution suivante :

« Messieurs,

» Avant de quitter la présidence à laquelle m'avaient appelé vos bienveillants suffrages, je tiens avant tout à vous remercier bien sincèrement du grand honneur que vous m'avez fait et à vous dire qu'aucune distinction, aucune marque d'estime ne m'aura été plus sensible et ne laissera en moi un meilleur souvenir que celui d'avoir été votre Président.

» J'ai maintenant le triste devoir, Messieurs, de vous rappeler les vides que la mort a faits parmi nous pendant l'année qui vient de s'écouler; nous avons perdu douze de nos confrères :

» M. Kalbaum, Professeur à l'Université de Bâle;

» M. le Professeur Schwedoff, ancien Recteur de l'Université d'Odessa;

» M. Giroux, Ingénieur opticien;

» M. Martinez, Professeur au Collège San-José, à Valladolid;

» M. Popoff, Professeur à l'Ecole des torpilleurs de Cronstadt;

» M. Bienaymé, Correspondant de l'Académie des Sciences, Inspecteur général du Génie maritime. au cadre de réserve;

» M. Emile Nogué, attaché à la maison Pellin, qui depuis de longues années était chargé du service des projections à nos séances.

» M. Rayet, Correspondant de l'Académie des Sciences, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux, Directeur de l'Observatoire de cette ville;

» M. Secrétan, Ingénieur opticien.

» M. Bagard, Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble.

» M. Bischoffsheim, Membre libre de l'Académie des Sciences, dont vous connaissez tous les nombreuses libéralités pour la Science, qui lui doit en particulier la création de l'Observatoire de Nice;

» M. Le Roux, ancien Professeur à l'Ecole de Pharmacie, ancien Examinateur d'admission à l'Ecole Polytechnique, auquel la Physique doit un certain nombre de travaux de valeur, notamment une étude sur les machines magnéto-électriques, une autre étude fort intéressante sur les courants thermo-électriques et la découverte de la dispersion anomale, dans le spectre de la vapeur d'iode.

» Enfin, Messieurs, le 19 avril dernier, un épouvantable accident enlevait

à la Science et à notre affection notre malheureux confrère P. Curie, à l'âge de 47 ans, dans toute la maturité d'un talent dont la Société française de Physique avait tout particulièrement le droit d'être fière; il est peut-être à propos, en effet, de rappeler ici qu'à une époque peu éloignée encore, où la valeur de Curie, si elle n'était méconnue, était au moins peu encouragée ailleurs, la Société de Physique l'avait depuis longtemps pressentie et appréciée, et je ne crois pas exagérer en disant que le milieu qu'il a rencontré ici a eu une influence considérable sur le développement de sa carrière scientifique ; du reste, Curie, qui le sentait bien, avait pour notre Société un attachement qu'il ne dissimulait pas, et je suis convaincu que lui, qui poussait peut-être jusqu'à l'excès l'indifférence pour les honneurs, eût reçu avec joie celui d'une présidence à laquelle vos suffrages étaient sans nul doute sur le point de l'appeler.

» Son nom manquera donc à la liste de nos anciens présidents, mais tous ceux qui l'ont connu garderont le souvenir de sa droiture et de sa modestie, et la haute portée des travaux dont il a enrichi la Science garantira son nom contre l'oubli de ceux qui viendront après nous.

» J'ai maintenant, Messieurs, à vous dire quelques mots relativement à l'état de prospérité de notre Société et à son activité scientifique pendant l'année qui vient de s'écouler.

» Notre exposition annuelle a été, comme toujours, intéressante; plus de cinquante exposants avaient répondu à notre appel, et l'affluence des visiteurs a été considérable.

» Les conférences faites à l'occasion de nos réunions de Pâques ont été, cette année, moins nombreuses que l'année dernière, mais elles ont été fort intéressantes ; ai-je besoin de vous rappeler la remarquable étude de M. le Professeur Rubens, de Charlottenburg, sur le rayonnement des manchons à incandescence et ses belles expériences relatives aux ondes stationnaires acoustiques? Les deux autres conférences, dues à MM. Brunhes et Matignon, la première sur la direction d'aimantation des roches volcaniques et la seconde sur le four électrique dans la métallurgie du fer, ont obtenu un vif succès.

» Enfin, Messieurs, l'activité scientifique des membres de la Société ne s'est point ralentie et le temps ne me permettrait pas d'apprécier ici comme elles le mériteraient, même en me bornant aux plus importantes, les communications qui vous ont été faites depuis un an.

» L'état financier de la Société n'a pas sensiblement varié depuis l'année dernière; l'excédent en caisse est cependant un peu supérieur; il était, à la fin de l'exercice de 1904-1905, de 2652^{fr} : il est maintenant de 5967^{fr}. A ce sujet, Messieurs, j'ai le regret de vous faire connaître la détermination de notre Trésorier, M. de la Touanne, auquel, malgré tout le dévouement que vous lui connaissez, ses occupations ne permettent plus de conserver les fonctions qu'il avait bien voulu accepter; au nom de tous les Membres de la Société, je remercie M. de la Touanne pour le dévouement et l'habileté avec lesquels il a géré, pendant 9 ans, nos intérêts financiers.

» Vous savez, Messieurs, dans quelle proportion s'était accru le nombre des présentations pendant l'année précédente; cette progression ne s'est point ralentie. Nous avons eu en effet, en y comprenant celles des dernières séances, 204 présentations, dont 122 venant de l'étranger; en conséquence, tout compte tenu des décès, le nombre des Membres de notre Société, au 1er décembre dernier, est de 1366, se répartissant ainsi : Membres résidants, 497; Membres de province, 486; Membres étrangers, 383.

» Cet heureux résultat, vous le savez, Messieurs, est dû surtout à l'initiative de notre Secrétaire général, M. Abraham, et vous voyez que les mesures qu'il avait prises l'année dernière ont continué à porter leurs fruits; nous devons donc de nouveau l'en remercier bien sincèrement, et je me garderai bien de passer sous silence ce que nous devons à ses dévoués col-

laborateurs, à MM. Lugol, Vice-Secrétaire sortant, et à M. Sandoz, dont vous connaissez et appréciez depuis si longtemps le zèle et le dévouement à notre Société.

» Il ne me reste plus maintenant, Messieurs, après vous avoir de nouveau remercié de la bienveillance qui m'a rendu si facile et si agréable l'accomplissement du mandat que vous m'aviez fait l'honneur de me confier, qu'à inviter notre éminent confrère M. Henry Le Chatelier à venir occuper le fauteuil de la présidence.

Sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux; par M. Jean Becquerel. — L'auteur expose les résultats de ses recherches sur les modifications des bandes d'absorption des cristaux soumis à un champ magnétique intense.

Le xénotime (phosphate d'yttrium et d'erbium provenant de Dattas, Minas Geraës) est l'un des cristaux qui présentent les bandes d'absorption les plus fines. Ce cristal étant uniaxe possède deux spectres principaux : un spectre *ordinaire* correspondant aux vibrations de Fresnel normales à l'axe optique et un spectre *extraordinaire* correspondant à des vibrations parallèles à l'axe.

Ces spectres ont été obtenus au moyen d'un réseau de Rowland; un rhomboèdre de spath permettait d'examiner à la fois les spectres correspondant à deux vibrations rectangulaires.

I. Lorsque la lumière se propage normalement au champ magnétique, trois cas se présentent suivant que l'axe du cristal est parallèle au champ, parallèle au faisceau, ou normal au champ et au faisceau.

1° *Axe optique parallèle au champ :* les bandes du spectre des vibrations normales au champ donnent des élargissements ou doublets *symétriques* analogues au phénomène de Zeeman; seulement l'ordre de grandeur est tout différent, certains doublets dépassant l'écartement des raies D dans un champ de 25000 unités.

Le spectre des vibrations extraordinaires parallèles au champ présentent un phénomène très différent de l'effet observé avec les spectres des vapeurs; on obtient en effet, à côté de quelques modifications symétriques, tous les cas possibles de dissymétrie : élargissements et doublets dissymétriques, simples déplacements avec déformation, enfin affaiblissements sans déplacement sensible. Tous ces effets sont indépendants du sens du champ.

2° *Axe optique parallèle au faisceau :* le spectre des vibrations ordinaires normales au champ présente des modifications qui n'ont aucun rapport avec les changements symétriques obtenus dans le cas précédent, bien que la vibration ait la même orientation par rapport au champ. On observe pour les vibrations ordinaires absorbées, normales et parallèles au champ, des modifications dissymétriques.

La conséquence de la différence des effets produits par le champ sur le spectre des vibrations ordinaires normales et sur le spectre des vibrations ordinaires parallèles au champ est une *biréfringence magnétique* que l'on peut mettre en évidence avec le compensateur de Babinet par une expérience identique à celle que MM. Voigt et Wiechert ont réalisée avec la vapeur de sodium.

3° *Axe normal au faisceau et au champ :* on observe également des modifications plus ou moins dissymétriques.

II. La lumière se propageant parallèlement au champ, deux cas sont à distinguer :

1° *Axe normal au champ :* on observe, pour la vibration absorbée ordinaire et pour la vibration extraordinaire, des modifications identiques à celles que l'on obtient lorsque le faisceau est normal aux lignes de force, les vibrations et l'axe étant perpendiculaires au champ.

2° *Axe parallèle au faisceau :* le champ sépare deux vibrations circulaires inverses, et, en analysant la lumière au moyen d'un quart d'onde suivi d'un rhomboèdre de spath donnant deux plages correspondant à deux vibrations circulaires inverses, on constate que chaque bande se déplace dans des sens opposés dans les deux plages, en conservant en général la même largeur et la même intensité.

Les vibrations circulaires de même sens ne sont pas toutes déplacées du même côté. Ce phénomène pourrait être dû à un changement de sens du champ magnétique à l'intérieur de certains atomes, mais il semble plus vraisemblable d'admettre l'existence d'*électrons positifs*, bien que ces électrons n'aient été observés dans aucun autre phénomène. Certains électrons (positifs et négatifs) correspondraient dans le xénotime à un rapport de la charge à la masse atteignant au moins $1,3.10^8$, alors que la valeur correspondant aux corpuscules cathodiques est seulement $1,8.10^7$.

Une bande du xénotime ($657^{\mu\mu},1$) se comporte d'une façon anormale, les deux composantes ayant un même déplacement vers le rouge et devenant très inégales. Ce fait pourrait s'expliquer par une orientation des orbites des électrons, conséquence des propriétés magnétiques du cristal qui dans un champ magnétique s'oriente de manière que l'axe soit parallèle au champ.

Les cristaux de tysonite [(Ce, La, Di) Fl_3, provenant de Pike's Peak, Colorado] ont présenté des phénomènes analogues correspondant à des électrons positifs et négatifs.

III. La polarisation rotatoire magnétique dans le xénotime est intimement liée aux variations subies par les bandes. Le pouvoir rotatoire est positif de part et d'autre des bandes d'électrons négatifs et négatif à l'intérieur de ces bandes. L'inverse a lieu pour les bandes d'électrons positifs.

Aux environs de la bande $657^{\mu\mu},1$ qui donne deux composantes inégales, le pouvoir rotatoire est positif du côté du violet, négatif du côté du rouge et nul au centre de la bande, la dispersion rotatoire ayant même forme que la dispersion anomale.

Ces expériences montrent la corrélation qui existe entre les diverses lois de dispersion rotatoire magnétique, et les divers types de modifications subies par les bandes.

IV. On peut rendre compte de la plupart de ces résultats en généralisant la théorie que M. Voigt a donnée pour le phénomène de Zeeman dans le cas des corps isotropes présentant des raies d'absorption infiniment fines. Dans les cristaux il faut admettre que, suivant trois directions principales, les mouvements des électrons sont différents et tenir compte de l'amortissement qui explique la largeur des bandes et qu'on ne peut négliger dans les corps solides.

Les changements dissymétriques et la variabilité des modifications subies par le spectre des vibrations ordinaires normales au champ suivant l'orientation de l'axe optique par rapport aux lignes de force sont une conséquence du dichroïsme du cristal et de l'existence dans le champ magnétique, à l'intérieur du cristal, d'une composante *longitudinale* de la force électrique.

Viscosité des fluides. Actions moléculaires; par M. Marcel Brillouin. — Les mesures de viscosité des gaz effectuées dans ces dernières années ont confirmé l'exactitude de la formule proposée par M. Sutherland :

$$\mu = \mu_0 \frac{T^{\frac{3}{2}}}{T + C},$$

où μ désigne la viscosité à la température absolue T, et μ_0 et C sont deux constantes. Par exemple, pour l'azote chimique, l'accord est excellent entre — 78° et + 300°, et à — 190° (dans l'air liquide) le désaccord, très faible, ne correspond qu'à une incertitude de 0°,6 (Bestelmeyer).

Cet accord donne de l'importance à la signification théorique de la constante C, qui représente, en degrés centigrades, le travail de l'attraction moléculaire jusqu'au contact des deux molécules, ou plus exactement, jusqu'à la distance pour laquelle l'attraction progressive est remplacée par une répulsion énergique. Cette constante d'attraction mutuelle de molécules de même espèce est déterminée directement par les mesures de viscosité dans un grand intervalle de température. Pour des molécules d'espèce différente, ce sont les mesures de diffusion qu'il faudrait effectuer dans les mêmes conditions.

Ces mesures sont jusqu'à présent les seules par lesquelles on puisse atteindre l'action de deux molécules, et non une somme d'actions d'un grand nombre de molécules, impropre à la discussion.

Anneaux d'interférences du mica semi-argenté. — M. Pierre Sève projette deux photographies des franges de Perot et Fabry observées au travers de lames de mica recouvertes chimiquement sur les deux faces d'argentures semi-transparentes. Le mica étant biréfringent, on observe deux systèmes d'anneaux (1).

Il montre que dans le cas du mica (qui a un plan de symétrie parallèle aux plans de clivage) la différence des ordres d'interférence des franges des deux systèmes est égale, pour chaque direction, à l'ordre d'interférence des lignes isochromatiques observées en polarisation chromatique (lumière convergente) au travers d'une lame du même mica, d'épaisseur double et semblablement orientée. Il en résulte que les concordances et les discordances des deux systèmes d'anneaux dessinent ces lignes isochromatiques, dont la forme est bien connue dans le mica, et que M. Sève a pu ainsi observer et photographier sans aucun appareil de polarisation.

Il montre en particulier celles qui entourent un axe optique et fait remarquer la concordance des anneaux suivant cet axe.

Les photographies ont été obtenues à l'aide de la radiation indigo ($\lambda = 0^{\mu},436$) d'un arc au mercure. La lumière concentrée sur la lame à l'aide d'un condenseur d'appareil de projection des phénomènes de polarisation chromatique était reçue dans un appareil photographique ordinaire placé tout près de celle-ci. La pose était de 2 heures environ avec des plaques Σ.

RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES

SUR L'EXERCICE 1905-1906.

Messieurs,

D'après une ancienne coutume, l'exercice était clos le 30 novembre. D'autre part, il résulte des statuts qu'il devrait l'être le 31 octobre. Pour rentrer dans les prescriptions réglementaires et laisser, en même temps, comparables l'exercice 1905-1906 et l'exercice précédent, M. le Trésorier

(1) Le moiré particulier qui en résulte a été observé aussi par Lord Rayleigh sur des lames de mica argentées par ionoplastie. (*Phil. Mag.*, novembre 1906.)

s'est arrangé pour activer la rentrée des quelques fonds et des factures qui lui parviennent ordinairement après le mois d'octobre.

Le compte de l'Exercice ainsi clos le 31 octobre dernier comprend les articles suivants :

Recettes.

		fr
En caisse au 1er décembre 1905		2652,90
Cotisations arriérées	520,00 fr	12640,00
» 1906	12120,00	
Entrées		290,00
Souscriptions perpétuelles		2550,00
Intérêts du capital		7740,01
Vente des publications de la Société		1033,00
Subvention ministérielle		240,00
Don Guébhard (1)		300,00
Vente d'appareils provenant de la collection de M. Worms de Romilly		150,00
TOTAL DES RECETTES		27595,91

Dépenses.

	fr
Loyer du siège social	600,00
Traitement de l'agent	2400,00
Achat de livres	8,55
Abonnements et reliures	442,55
Indemnité pour le service de la Bibliothèque	300,00
Bibliothèque circulante	90,45
Frais de bureau; étrennes	1374,45
Distribution du *Bulletin* et des *Ordres du jour*	2868,05
Recouvrement des cotisations	671,05
Séance de Pâques et conférences	2838,05
Gravure du *Bulletin*	468,85
Impressions Deslis	4238,95
» Gauthier-Villars	2863,75
Distribution des volumes des *Ions*	2454,30
Divers	151,45
TOTAL DES DÉPENSES	21770,45

D'où résulte un excédent de recettes, en caisse au 1er novembre 1906, de 5825,46

Situation.

La situation de la Société au 31 octobre 1906 se résume ainsi :

Actif.

	fr
516 obligations Nord, Est, Paris-Lyon-Méditerranée, Midi, Orléans et Ouest achetées 229678fr,20 et valant au 31 octobre 1906	224352,50
En caisse au 31 octobre 1906	5825,46
TOTAL DE L'ACTIF IMMÉDIATEMENT RÉALISABLE	230177,96

---

(1) Nous tenons à signaler la persistante générosité de M. Guébhard qui, non content de son ancien et beau don de 10000fr, remet encore chaque année à la Société, depuis 1902, une somme de 300fr.

Sur le prix 79996fr,90 de 190 des obligations ci-dessus, ne provenant pas de l'achat fait en conformité du testament Worms de Romilly, une somme de 66050 francs, égale au montant des souscriptions perpétuelles recueillies, correspond au placement obligatoire prévu aux Statuts (articles III et XIV) pour l'emploi des fonds provenant du rachat des cotisations annuelles.

Passif.

Néant.

Actif non immédiatement réalisable.

Indépendamment des titres déposés en banque et qui constituent son avoir immédiatement réalisable, la Société possède, en dépôt chez M. Gauthier-Villars, un grand nombre de volumes qui augmentent sensiblement son avoir. En voici le relevé :

Coulomb	492	3125 volumes.
Ampère I	549	
» II	663	
Pendule I	672	
» II	749	
Constantes I	692	2350 volumes.
» II	778	
» III	880	

Soit 5475 volumes portés .... pour Mémoire.

Cotisations à recouvrer, évaluées à 500fr,00

Statistique.

Au 1er décembre 1905		1169 Membres.
Reçus en 1906		173
Total		1342
A déduire :		
Décédés	13	
Démissionnaires ou rayés	17	 30
Membres au 1er novembre 1906		1312

savoir :

480 à Paris,
463 en province,
369 à l'étranger,
1312

Les Membres perpétuels sont au nombre de 350, savoir :

315 (dont 63 décédés) ayant versé...	200fr,	soit	63000fr,00
5 (dont 1 décédé) » ...	150,	»	750,00
16 (dont 1 décédé) » ...	100,	»	1600,00
14 » ...	50,	»	700,00
350			66050,00

La Commission a constaté, comme toujours, l'ordre et la régularité des écritures de M. le Trésorier; elle vous propose, Messieurs, d'approuver les comptes ci-dessus exposés, et elle vous demande, en outre, de vouloir bien

adresser de sincères remercîments à M. de la Touanne, qui, depuis un bon nombre d'années, apporte dans l'accomplissement de ses fonctions un entier dévouement.

Paris, le 2 janvier 1907.

Les Membres de la Commission,
J. Gay, Vieille; Girardet, Rapporteur.

SÉANCE DU 1er FÉVRIER 1907.

PRÉSIDENCE DE M. H. LE CHATELIER.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 18 janvier est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues Membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être Membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 15 février:

MM. Beaudroux (Jean-Alexandre), Professeur de Physique à l'École normale de Loches.
Boris (Mathieu), ancien élève de l'École Polytechnique, Ingénieur aux Forges et Aciéries du Nord et de l'Est, à Valenciennes.
de Faria (O.), Ingénieur électricien, à Paris.
Fournier, Ingénieur constructeur, à Paris.
Goasguen, Professeur de Physique au Lycée de Lorient.
Reicheinheim (O.), Freiwilliger Mitarbeiter bei der Physikalisch Technischen Reichsanstalt, à Berlin (Allemagne).

M. Deslandres, élu Vice-Président; M. Abraham, réélu Secrétaire général; M. A. Dufour, élu Vice-Secrétaire; M. Pellin, élu Archiviste-Trésorier; MM. Couette, Gouré de Villemontée, Lafay, Larmor, Leblanc, Lugol, Marchis et Rubens, élus Membres du Conseil, adressent leurs remercîments à la Société.

M. le Président annonce à la Société les pertes douloureuses qu'elle vient de faire en les personnes de MM. Cadot, Professeur au Lycée Condorcet, Javal, Membre de l'Académie de Médecine, et Paulsen, Directeur de l'Institut météorologique de Danemark.

Réalisation de la syntonie par l'emploi des détecteurs bolométriques; par M. Tissot. — En l'absence de l'auteur, M. P. Villard expose les résultats récemment obtenus par M. Tissot.

Le problème de la syntonie dans la télégraphie sans fil est tout à fait semblable à celui qu'a résolu M. Mercadier pour la télégraphie avec fil; il s'agit de permettre à plusieurs groupes de correspondants d'échanger des dépêches par l'intermédiaire du même milieu de transmission sans pour cela se gêner réciproquement. La solution du problème aura de plus ici l'avantage de rendre le récepteur insensible aux ondes hertziennes d'origine atmosphérique.

M. Paulsen avait déjà réalisé une syntonie exacte à 1 pour 100 près en alimentant l'antenne par un courant alternatif produit au moyen d'un arc

chantant fonctionnant dans l'hydrogène et soufflé magnétiquement : cet arc donnait directement la fréquence requise (de l'ordre du million) sous forme de vibrations entretenues.

Toutefois cette méthode est d'un maniement difficile et se prête mal à l'obtention de grandes amplitudes. M. Tissot obtient une syntonie très suffisante par un procédé dont l'application ne présente aucune difficulté.

Des expériences préalables ont montré que l'antenne à excitation directe donne des vibrations trop amorties pour donner lieu à une résonance franche. Le montage par induction est beaucoup meilleur ; une variation de fréquence de 0,1 suffit alors pour faire descendre de 100 à 5 l'amplitude reçue dans un détecteur convenable.

Ce détecteur ne saurait être un cohéreur, lequel n'est sensible qu'à l'amplitude. Un détecteur intégrateur devient nécessaire et, en l'excitant par un circuit accordé, le bolomètre convient pour cet emploi : pour un temps suffisamment court ($0^{sec},01$ par exemple) sa déperdition est négligeable et il accumule pendant ce temps la chaleur produite par plusieurs milliers d'ondes. Ce récepteur a, il est vrai, le défaut d'être peu sensible : M. Tissot lui fait subir une modification extrêmement ingénieuse qui en fait en même temps un instrument aussi pratique qu'on peut le désirer : il fait passer dans les branches du pont un courant alternatif et remplace le galvanomètre ordinaire par un téléphone qui est beaucoup plus sensible et d'un usage particulièrement facile, surtout à bord. Les indications deviennent en même temps plus rapides.

Une grosse difficulté restait à surmonter : il n'existe pas de moyen simple pour produire des ondes hertziennes entretenues. M. Tissot a fait la juste remarque qu'on obtiendrait les mêmes effets en envoyant par l'antenne une série de trains d'ondes très rapprochés et à fréquence constante. Il suffit donc de produire les ondes par un appareil Tesla peu amorti, et de faire fonctionner ce Tesla un grand nombre de fois par seconde. L'emploi d'un interrupteur Wehnelt (1000 interruptions, soit 1000 trains par seconde) a donné de très bons résultats. Mais la puissance est limitée. Un arc chantant ordinaire, facile à manœuvrer, et dont le circuit vibrant agissait par induction sur le Tesla, a permis d'obtenir sans peine 3500 trains d'ondes par seconde et la transmission a pu dans ces conditions se faire facilement jusqu'à 40^{km}.

La solution du problème est donc complète, car, si M. Tissot s'est arrêté dans ses essais à une distance très modérée, c'est uniquement parce que les moyens dont il disposait sur place l'obligeaient à produire le courant alternatif par un procédé en quelque sorte indirect. Mais il existe actuellement des alternateurs dont la fréquence s'élève à 500 périodes [1] par seconde, et précisément M. Tissot se propose d'employer directement des machines de ce genre pour actionner le producteur d'ondes proprement dit.

Recherches sur la gravitation; par M. V. Crémieu. — Dans une précédente Communication, j'ai exposé à la Société les appareils et les méthodes employés pour comparer les effets de la gravitation dans l'air et dans les liquides.

Une subvention de la Caisse des Recherches scientifiques m'a permis de modifier les appareils de manière à pouvoir effectuer de longues séries d'observations.

Les améliorations ont porté sur quatre points :

1° Sphères attirées pleines remplacées par des sphères creuses qu'on peut remplir de mercure ou d'eau;

---

(1) Il existe même au Conservatoire des Arts et Métiers un alternateur donnant 5000 périodes.

2° Fond de l'appareil entièrement doublé de nickel, métal au contact duquel l'eau demeure sensiblement pure;

3° Disposition nouvelle de l'électrodynamomètre témoin qui a accru sa sensibilité et sa fidélité;

4° Fabrication perfectionnée des rubans d'acier employés comme fil de torsion.

Dans ces conditions, j'ai mesuré l'attraction produite sur les sphères mobiles par le mercure des cylindres fixes, en variant comme suit le mode opératoire :

1° Sphères mobiles pleines de mercure, dans l'air;

2° Sphères pleines de mercure dans l'eau, dont un même volume baigne à la fois les sphères attirées et les cylindres attirants;

3° Sphères pleines de mercure dans l'eau, mais contenue dans des cuves séparées, les cylindres attirants restant dans l'air;

4° Sphères pleines d'eau; expériences dans l'air, puis dans un même volume d'eau.

D'autre part, dans chacun de ces modes d'expériences, on a placé les sphères mobiles successivement à quatre distances différentes des cylindres. Les observations dans l'air et dans l'eau sont toujours croisées.

Afin d'opérer avec un fil de torsion soumis à une charge constante, on a, dans les opérations faites avec les sphères pleines d'eau, compensé la différence de poids entre cette eau et le mercure, en vissant au levier de la balance un cylindre de plomb dont l'axe coïncide avec le prolongement du fil de suspension.

Grâce aux précautions prises, il semble qu'on peut affirmer qu'aucune cause d'erreur connue ne s'introduit quand on passe de l'air à l'eau ou inversement.

D'ailleurs, on sait que, si δ et δ' sont les déviations observées dans l'air et dans l'eau, on devrait avoir, en vertu du principe d'Archimède,

$$\frac{\delta'}{\delta} = \frac{d - d'}{d},$$

d étant la densité des sphères mobiles, d' celle du liquide qui les baigne.

Dans le cas de l'eau, ce rapport aurait pour valeur 0,919 quand les sphères sont pleines de mercure, et 0,61 quand elles sont pleines d'eau.

Or, de l'ensemble des séries faites, et qui résument environ 200 observations, il résulte une valeur moyenne qui est 0,959 dans le premier cas, 0,73 dans le second. Dans tous les cas, les valeurs observées sont supérieures aux valeurs théoriques, bien que les valeurs particulières présentent entre elles des divergences appréciables.

Mais, d'autre part, la moyenne des valeurs de la constante k de Newton, calculées d'après les déviations observées dans l'air, est égale à $6,8 \times 10^{-8}$. Ce nombre est assez voisin de celui de M. Boys ($6,67 \times 10^{-8}$) pour garantir qu'aucune cause d'erreur grave ne vient troubler les expériences.

En attendant que des séries nouvelles, faites sur des liquides autres que l'eau, viennent confirmer les premières et permettre peut-être de trouver une relation entre les constantes des liquides et les valeurs mesurées de $\frac{\delta'}{\delta}$, je tire, sous toutes les réserves résultant des difficultés expérimentales, la conclusion suivante :

Dans un champ gravifique très convergent, un corps plongé dans un liquide semble soumis à quelque chose de plus que la différence entre la poussée hydrostatique et l'attraction newtonienne.

Transformateur électrolytique des courants alternatifs en courants redressés ondulatoires; par M. O. de Faria. — L'extension prise par les

distributions à courants alternatifs, par suite de la grande facilité avec laquelle ils peuvent être transformés et transmis à grande distance, a fait chercher des dispositifs permettant de les transformer en courants continus, ces derniers étant nécessaires à certaines applications pour lesquelles les courants alternatifs ne peuvent être utilisés directement.

C'est pour effectuer cette transformation que M. de Faria a combiné son transformateur, qui a été construit par M. E. Ducretet.

La caractéristique du transformateur de Faria consiste en la circulation automatique de l'électrolyte et dans le choix du métal le plus convenable des électrodes : aluminium pur du commerce, plomb antimonié et phosphate de soude comme électrolyte.

Grâce à cette circulation la température ne peut plus dépasser certaines limites. Cette circulation n'est autre chose qu'un véritable courant de convection.

La polarisation est complètement supprimée.

Le rendement des transformateurs de Faria varie de 65 à 75 pour 100 en watts.

Les principales applications sont la charge des accumulateurs, marche des bobines d'induction sur les courants alternatifs, lampes à arc et aux vapeurs de mercure, moteurs, galvanoplastie; enfin toutes les applications des courants continus sur les courants alternatifs.

Recherches sur la température effective du Soleil; par M. G. Millochau. — Après avoir rapidement exposé les grandes lignes de l'histoire de l'actinométrie et rappelé la définition d'un corps noir ou radiateur intégral, l'auteur expose le principe du pyromètre Féry et décrit l'appareil qui a servi aux mesures faites au mont Blanc sur la température effective du Soleil. MM. Féry et Millochau ont mesuré cette température au centre de l'image solaire à diverses altitudes et à chaque poste d'observation à des hauteurs différentes du Soleil au-dessus de l'horizon, ainsi que la variation de cette température suivant un diamètre. Ils donnent les résultats suivants :

5660 pour un radiateur intégral qui, substitué au Soleil, produirait le même effet que le centre du disque solaire;

6130 pour le même radiateur entouré d'une atmosphère absorbante produisant les effets constatés. Le rayonnement calorifique du bord n'est que les $\frac{45}{100}$ du rayonnement au centre.

SÉANCE DU 15 FÉVRIER 1907.

Présidence de M. H. Le Chatelier.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 1er février est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues Membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être Membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 1er mars.

MM. Delétoille, Industriel, Ingénieur électricien, à Arras.
Fric (René), Ingénieur aux Établissements Bergougnan à Clermont-Ferrand.
Mather (Enoch), Ph. D., A. M., M. D., Professeur d'Électrothérapie, à Detroit, Mich. (États-Unis).

MM. Moirel, Capitaine d'Artillerie, au Service géographique de l'armée, à Paris.
Zikendraht (Dr Hans), Assistant à l'Institut de Physique de Bâle (Suisse).

M. le Président annonce la perte douloureuse que la Société vient de faire en la personne de M. Serpollet, Ingénieur.

M. le Secrétaire général signale l'omission faite au procès-verbal de la dernière séance au sujet de la Communication de M. O. Faria : *Le transformateur électrolytique des courants alternatifs en courants redressés ondulatoires* est construit dans les ateliers de M. E. Ducretet.

Coagulation du latex de caoutchouc. Propriétés élastiques du caoutchouc pur; par M. Victor Henri.

1° *Agents coagulants.*

Le latex de caoutchouc est un liquide blanc laiteux plus ou moins épais; il contient en solution des cristalloïdes en quantité variable suivant les latex; au microscope on voit un grand nombre de globules ronds ou ovales de 1^{μ} à 2^{μ} de diamètre agités de mouvements browniens très intenses. Le nombre de ces globules de caoutchouc varie de 20 à 100 millions par millimètre cube.

Sous l'influence de toute une série d'agents différents (chaleur, alcools, acétone, acides, sels, etc.), le latex se coagule, les globules se réunissent et se séparent du liquide dans lequel ils étaient suspendus. On obtient un caillot qui est élastique; ce caillot desséché donne le caoutchouc bien connu.

Le latex de *Hevea brasiliensis* m'a été obligeamment fourni par M. le Dr Morisse. Pour étudier les conditions de coagulation j'ai débarrassé ce latex par dialyse des cristalloïdes qu'il contenait. Si l'on place ce latex dialysé dans un tube en U dans lequel plongent deux électrodes entre lesquelles on établit une différence de potentiel de 110 volts, on voit la branche négative du tube en U s'éclaircir et les globules du caoutchouc s'accumuler dans la branche positive; par conséquent, les globules de caoutchouc sont chargés négativement par rapport au liquide. Le latex doit donc être rapproché des colloïdes négatifs.

En étudiant l'action des différents électrolytes sur le latex on trouve que les corps précipitants et coagulants sont les mêmes que ceux qui agissent sur les colloïdes négatifs en général, c'est-à-dire que ce sont les ions positifs qui déterminent la coagulation du latex. De même que pour les colloïdes ce sont les ions H_+ et les ions des métaux bi et trivalents qui sont surtout actifs. Le latex de caoutchouc est coagulé par les acides et les sels des métaux bi et trivalents. Il est également coagulé par des colloïdes positifs, par exemple l'hydrate de fer colloïdal.

2° *Aspects des coagula.*

Lorsqu'on provoque la coagulation du latex on obtient des caillots de consistance et d'aspect très variables suivant les coagulants. Ainsi certains coagulants, tels que $CaCl^2$ additionné d'une trace de soude, provoquent la formation de flocons qui tombent au fond du vase, mais qui restent bien isolés, sans s'accoler entre eux. Si l'on recueille ces flocons, qu'on les presse et qu'on dessèche, on obtient un coagulum friable, cassant, non élastique.

Avec d'autres coagulants, par exemple $CaCl^2$ additionné d'une trace d'acide, on voit la formation de caillot compact, très élastique; les différents flocons, à mesure qu'ils se forment, se collent entre eux. Le caillot desséché est très élastique.

Ces différences s'observent surtout très bien lorsqu'on provoque la coagulation dans des verres de montre; on obtient soit des précipités flocon-

2

neux à flocons plus ou moins gros, soit des réseaux à mailles plus ou moins fines. La finesse du précipité ou des mailles dépend de la nature de l'électrolyte et de sa concentration. D'une manière générale, si le milieu est alcalin on obtient des flocons isolés, tandis que s'il est acide on a un réseau élastique. Du reste, si, après avoir provoqué une précipitation sous forme de flocons isolés, on acidifie le milieu, on voit immédiatement les flocons adhérer les uns aux autres et former un réseau élastique.

L'étude microscopique du latex au moment de sa coagulation montre que dans un milieu alcalin les globules se réunissent en formant des amas irréguliers dispersés dans le champ du microscope; au contraire, en milieu acide on voit les globules se réunir suivant des lignes absolument rectilignes, formant des chapelets, de sorte que la préparation microscopique présente bien l'aspect d'un réseau.

3° *Élasticité du caoutchouc obtenu.*

Il était intéressant d'étudier si les différentes propriétés physiques du caoutchouc obtenu n'étaient pas en rapport avec le mode de coagulation employé. J'ai entrepris ce travail et je présente maintenant les premiers résultats relatifs aux propriétés élastiques.

Des bandes de caoutchouc desséché étaient étudiées par des tractions, et j'ai tracé les courbes de traction pour chacune. Le résultat général qui ressort de cette étude est que *l'élasticité et la résistance d'un caoutchouc dépendent directement du mode de coagulation du latex.*

Le même latex, coagulé par des agents différents, peut donner des caoutchoucs dont la résistance à la rupture varie dans des proportions très fortes. Voici, à titre d'exemples, quelques valeurs numériques qui indiquent les charges de rupture par millimètre carré de section, ainsi que les allongements correspondants au moment de la rupture :

Modes de coagulation.	Charges de rupture.	Allongements.
Chaleur 80°	150 g par mm²	8,5
Chaleur 25°	190 »	7,2
Acides 1°	175 »	7,5
Acides 2°	210 »	7,1
Acides 3°	325 »	6,8
Acide + sel 1°	310 »	»
Acide + sel 2°	380 »	»
Acide + sel 3°	660 »	6,5
Chaleur 100° humide	180 »	»
Chaleur 100° sèche	20 »	»

Ces différences des propriétés élastiques ne s'observent pas seulement sur le caoutchouc obtenu directement; elles persistent aussi après la vulcanisation au bain de soufre de ce caoutchouc.

En dehors de l'intérêt théorique qui nous guide dans ces recherches, les résultats précédents présentent un intérêt pratique; on sait, par exemple, que le caoutchouc de Ceylan est fourni par du latex d'*Hevea,* comme celui du Para; mais, à Ceylan, la coagulation est faite par l'acide acétique, tandis que c'est le fumage qui est employé en Amazonie; il est donc possible que l'infériorité du Para de Ceylan par rapport au Para de l'Amazone soit due uniquement à une différence du mode de coagulation, puisque nous trouvons que le même latex peut donner des caoutchoucs ayant des propriétés élastiques très différentes, suivant la manière dont la coagulation a été produite.

Appareil destiné à l'étude graphique de la composition des vibra-

tions circulaires. — M. CHASSAGNY décrit un appareil qu'il a construit pour obtenir directement par une inscription graphique les résultats du calcul en ce qui concerne la composition des vibrations circulaires.

Cet appareil se compose essentiellement de deux axes verticaux situés dans le prolongement l'un de l'autre. Les extrémités de ces deux axes qui se trouvent en regard sont munies de deux manivelles qui se terminent par des œillets. Dans les deux œillets passe librement une broche rectiligne dont un point P est assujetti à rester constamment sur un même plan horizontal.

Lorsque les axes tournent d'un mouvement uniforme, le point P participe à la fois aux deux mouvements et suit sur son plan la trajectoire résultante des vibrations circulaires que lui imprimerait isolément chacun des axes.

Pour éviter la nécessité de rotations uniformes difficiles à réaliser, on élimine mécaniquement le temps en soumettant les deux axes à la même commande. Cette commande simultanée s'obtient à l'aide de courroies directes ou croisées qui passent, d'une part, sur des poulies montées sur les deux axes et, d'autre part, sur d'autres poulies montées sur un arbre moteur parallèle aux deux axes.

En disposant du diamètre des poulies, de la longueur des manivelles et de leur angle initial, on fait varier les conditions de période, d'amplitude et de phases des vibrations composantes.

M. Chassagny projette les courbes que l'on obtient par la composition de deux vibrations à l'octave, directes ou inverses, ainsi que l'ellipse que donne la superposition de deux vibrations inverses de même période.

Il fait remarquer qu'en raison des propriétés géométriques de cette superposition, son appareil constitue un véritable ellipsographe.

Sur les égaliseurs de potentiel; par M. Marcel MOULIN. — On emploie couramment, en Météorologie, comme égaliseurs de potentiel des flammes, des mèches et, depuis quelques années, des sels de radium. L'étude du fonctionnement de ces égaliseurs a déjà été faite soit en les portant dans un cylindre de Faraday dont ils doivent prendre le potentiel, soit en les plaçant dans un champ électrique connu. Les résultats diffèrent suivant la méthode employée.

Il était intéressant de faire une étude aussi complète que possible de ces collecteurs, et non seulement de vérifier les résultats qu'ils donnent dans les conditions où on les emploie d'ordinaire, mais surtout de rechercher le mécanisme de leur mise en équilibre et l'origine des perturbations variables avec le vent qui résultent de leur emploi.

M. Moulin a étudié le fonctionnement de ces collecteurs en les plaçant dans un champ électrique obtenu, à l'aide d'une batterie de petits accumulateurs, entre deux plateaux conducteurs parallèles. L'étude de la déformation du champ à l'aide d'un appareil à écoulement d'eau permettait de déterminer l'origine des perturbations (accumulation d'ions, écarts entre le potentiel mesuré et le potentiel qui correspondrait à la position du collecteur).

Les indications de ces égaliseurs de potentiel ont été ensuite comparées aux indications données par l'écoulement d'eau, dans le vent, en les plaçant dans un champ électrique constant, établi entre le plancher métallique de la deuxième plate-forme de la tour Eiffel et une surface grillagée de 90^{m^2} de superficie suspendue à $4^m,10$ au-dessus (champ, 112 v. p. m.).

Les résultats sont les suivants :

Sels de radium. — Collecteur en forme de disques recouverts sur l'une de leurs faces de sulfate radifère collé à l'aide de vernis (Armet de Lisle). Si le disque est placé perpendiculairement aux lignes de force, il y a, en

l'absence de vent, une perturbation due à une accumulation d'ions, surtout importante du côté inactif et qui devient négligeable quand le vent atteint une vitesse de l'ordre du mètre. De plus, les ions ramenés par le vent sur la perche isolée qui soutient le collecteur peuvent donner lieu à une fuite. Cette fuite intervient seule quand le disque est parallèle aux lignes de force et si le vent souffle bien horizontalement, sans tourbillons. Le disque devra donc être disposé verticalement, le côté inactif tourné vers la perche et disposé, de préférence, de façon que le vent vienne de l'arrière.

Flammes. — Les flammes indiquent, en l'absence de vent, le potentiel d'une région située 20^{cm} à 30^{cm} plus haut. Cet écart diminue avec le vent et il est dû à une accumulation de charges dans la flamme par suite de l'inégale vitesse des ions entraînés à la fois par le champ et les gaz chauds.

La lampe d'Exner, quand elle file, ne présente pas, jusqu'à extinction, d'erreur variable avec le vent.

Mèches au nitrate de plomb. — La seule perturbation provient de ce qu'elles se chargent positivement, même en l'absence de champ. Cette charge provient d'une émission de charges négatives pendant la décomposition du nitrate de plomb. Elle n'est importante que pour les mèches obtenues avec une solution concentrée; elle est nulle pour des solutions à 5 ou 2 pour 100, qui donnent des mèches qui se mettent bien en équilibre à l'air libre ou dans le vent.

Les mèches se recommandent pour les mesures absolues; les sels de radium seront utilisés pour les installations portatives destinées à faire des mesures suivies ou même pour les installations fixes, s'il est possible de se placer dans les conditions indiquées.

SÉANCE DU 1er MARS 1907.

PRÉSIDENCE DE M. H. LE CHATELIER.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 15 février est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues Membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être Membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 15 mars.

Mlles DEMAND, Elève à l'Ecole Normale supérieure de Sèvres.
MENDÈS, Elève à l'Ecole Normale supérieure de Sèvres.
RISSER, Elève à l'Ecole Normale supérieure de Sèvres.
SCHULHOF, Elève à l'Ecole Normale supérieure de Sèvres.
SCHUSTER, Elève à l'Ecole Normale supérieure de Sèvres.
ULMANN, Elève à l'Ecole Normale supérieure de Sèvres.
VUILLET, Elève à l'Ecole Normale supérieure de Sèvres.
GORET (Pauline), Professeur de Sciences au Collège de jeunes filles de Poitiers.

MM. BAUME (Georges), Licencié ès Sciences, à l'Ecole de Chimie de Genève (Suisse).
CARDOSO (Ettore-Vittorio), Chimiste, à Genève (Suisse).
DEL LUNGO (Carlo), Professeur R. Liceo, Spezia (Italie).
EVERDINGEN (E. van), Docteur ès Sciences, Directeur en chef de l'Institut météorologique des Pays-Bas, de Bilt (Hollande).
FENAERT (l'abbé Florent), Professeur à Lille.



MM. JOUAUST (Raymond), Chef des travaux au Laboratoire central d'Electricité, Paris.
LEROY (Victor), Etudiant, à Arras.
LOCHARD (André), Ingénieur au Corps des Mines, à Bordeaux.
METTLER (E.-J.-M.), Assistant à l'École de Chimie, Eaux-Vives, Genève (Suisse).
RAGOUGNOT (L.), Chargé de cours au Lycée de Rodez.
RICORDEAU (M.-Ch.-L.), Concessionnaire-Propriétaire de secteur électrique, à Alençon.
SÉE (Alexandre), ancien Elève de l'Ecole Polytechnique, à Lille.
TSAKALOTOS (D.-E.), D^r en Phil., Assistant aux Laboratoires de Chimie technique et théorique, Ecole de Chimie, Genève (Suisse).
VIGUIER (P.-L.), Professeur au Lycée de Pau.

M. le PRÉSIDENT annonce la perte douloureuse que la Société vient de faire en la personne de M. MOISSAN, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences.

Exposé des recherches récentes sur les transformations des corps radioactifs. — M. RAVEAU expose les idées générales aujourd'hui admises sur la radioactivité, parle de la généalogie du radium et des propriétés des rayons α.

I. *a*. Les corps radioactifs émettent de la chaleur et diverses radiations ou particules α, β, γ; les particules α sont vraisemblablement matérielles et constituent l'hélium. On ne cherche plus ailleurs que dans les corps eux-mêmes la source de l'énergie et de la matière émises. Tout corps radioactif se consume sans cesse; sa quantité décroît suivant une loi rigoureusement exponentielle. Pour le polonium, Mme Curie trouve que le temps nécessaire à la disparition spontanée de la moitié d'une quantité donnée (*constante de temps* θ de Curie) est 140 jours.

L'uranium, le thorium, le radium semblent faire exception; il suffit d'admettre que leur constante de temps est très longue (3600 ans pour le radium, d'après une hypothèse de Rutherford; beaucoup plus pour les deux autres éléments).

b. Cette extinction n'est pas un anéantissement : d'une solution de radium, on peut extraire par distillation *l'émanation,* qui se condense à — 150° et se comporte comme un gaz chimiquement inerte, de poids moléculaire très élevé. En même temps qu'un corps radioactif se consume, il se transforme; le produit de transformation peut être lui-même radioactif et ainsi de suite.

c. Quand les produits de transformation successifs coexistent avec le résidu du corps générateur de la série, la loi de décroissance de la radioactivité en fonction du temps est donnée par une somme d'exponentielles; l'analyse, d'ailleurs très délicate, de cette expression totale permet de reconnaître l'existence des divers produits. C'est ainsi que Curie a découvert, dans la descendance de l'émanation du radium, un radium A ($\theta = 3^{min}$), un radium B ($\theta = 26^{min}$) et un radium C ($\theta = 19^{min}$) (ces deux derniers nombres résultant de l'accord des recherches récentes).

Cette analyse n'a de sens que si l'on opère sur plusieurs courbes, dont les ordonnées soient des sommes d'exponentielles multipliées par des coefficients différents, c'est-à-dire s'il est possible de partir de proportions variables des corps simultanément existants, autrement dit, de réaliser des *fractionnements*. C'est ce que faisait Curie en chauffant une lame de platine sur laquelle subsistaient du radium B et du radium C; le radium B est plus volatil. Mais on peut effectuer, dans beaucoup de cas, des *séparations :* la même lame, traitée par un acide fort, laisse à la solution B et C et ce dernier se précipite sur une tige de cuivre ou de nickel (von Lerch).

Les produits radioactifs ont des propriétés physiques et chimiques bien définies.

d. Sur la lame de platine exposée à l'émanation, on reconnaît toujours, quel que soit le traitement, les mêmes produits. De même, le bismuth actif de la pechblende, traité par l'acide azotique et l'eau, fournit à Mme Curie le polonium; de sa solution chlorhydrique se dépose, sur une lame de bismuth ordinaire, le *radiotellure* de Marckwald ($\theta = 139$ jours), identique au polonium.

e. Il résulte de la théorie que, dans un système qui n'échange pas de matière avec l'extérieur, la radioactivité est, à chaque instant, une fonction du temps bien déterminée et continue. Une variation brusque, telle que la réduction de trois quarts qu'on observe quand on fait bouillir une dissolution, vieille d'un mois, d'un sel de radium, s'explique par le départ de l'émanation. Cette hypothèse, pas plus que celles qu'on a pu faire pour d'autres cas, n'a rien d'arbitraire; elle ne postule aucune action qui ne soit analogue à celles que nous font connaître la Chimie et la Physique ordinaires; elle est entièrement justifiée par l'étude des propriétés déjà rappelées de l'émanation.

Les expressions de suppression et de réapparition de la radioactivité sont désormais impropres. La suppression est en réalité l'extraction de produits radioactifs; la réapparition est la naissance progressive de produits plus actifs que ceux qui les engendrent. Il se peut qu'un des corps d'une série soit inactif, bien qu'il se transforme; par exemple, l'uranium proprement dit est inactif; une solution traitée par le carbonate d'ammonium laisse un très faible résidu insoluble actif et la solution est, à ce moment, inactive; l'*uranium* X actif s'y reforme progressivement.

II. *a.* Une lame métallique qui a porté du radium B et du radium C ne perd pas complètement sa radioactivité (Curie); au bout de plusieurs années, Rutherford y trouve du radium D (θ hypothétique $= 40$ ans), du radium E ($\theta = 6$ jours), du radium F ($\theta = 143$ jours), identique au polonium. (Le *radioplomb* de la pechblende contient lui-même, suivant son âge, ces trois corps).

b. Le polonium, ou radium F, ne paraissant engendrer aucun nouveau corps transformable, on doit chercher son aboutissant parmi les métaux connus. Rutherford remarque que, dans les huit transformations successives qui s'effectuent à partir du radium, cinq sont accompagnées de l'expulsion de particules α; il admet que chaque expulsion diminue le poids atomique d'une quantité égale à celui de l'hélium ($He = 4$), ce qui conduit à $225 - 20$ ou 205; le terme ultime serait le plomb ($Pb = 206,5$). La présence du plomb dans les minéraux radifères est d'accord avec cette hypothèse.

c. Le radium semble provenir lui-même de l'uranium par l'intermédiaire de l'actinium. Les analyses de Boltwood révèlent une proportionnalité parfaite des teneurs en uranium et en radium de 21 minéraux, proportionnalité voulue par la théorie lorsqu'en présence d'un corps, dont la constante est très grande, subsistent ses descendants. La même constance se retrouve pour le rapport de l'uranium à l'actinium; M. Debierne a toujours observé l'émanation du radium en coexistence avec celle de l'actinium et Boltwood vient d'annoncer qu'il avait transformé l'actinium en radium. D'autre part, les expériences de Soddy sur la transformation directe de l'uranium en radium ont été, de la part de Boltwood, l'objet de critiques restées sans réponse.

III. Curie a observé que l'action ionisante des rayons α s'arrête brusquement à une distance déterminée de la source. Cette observation a été confirmée et étendue par Bragg et Kleeman, Rutherford et ses élèves.

a. Un fil très fin activé par l'émanation du radium ne porte, au bout de

quelque temps, comme produit émettant les rayons α, que du radium C. La courbe qui représente l'ionisation en chaque point, en fonction de la distance, s'élève d'abord très lentement, puis gagne rapidement un maximum (à la distance de $5^{cm},4$ dans l'air), d'où elle redescend encore plus vite à une valeur résiduelle très faible, qui révèle la présence de rayons β et γ. Ce résidu est assez faible pour qu'une extrapolation certaine fixe la distance $6^{cm},8$ comme celle où l'action ionisante des rayons α seuls s'annulerait. La phosphorescence et l'action photographique semblent s'annuler en même temps.

b. La même forme se conserve rigoureusement quand on fait traverser aux rayons α des feuilles d'aluminium; on observe seulement que la *carrière* (range) des rayons α est réduite de $0^{cm},5$ dans l'air par le passage à travers $0^{cm},00031$ d'aluminium. La courbe d'ionisation est raccourcie et transférée, vers la source, de cette quantité.

L'étude des épaisseurs équivalentes d'un grand nombre de métaux et de gaz a conduit Bragg et Kleeman à cet énoncé : la carrière de rayons qui ont rencontré un même nombre d'atomes (ou de molécules) est réduite d'une quantité proportionnelle à la racine carrée du poids atomique (ou moléculaire). Cette loi s'applique à l'hydrogène en considérant l'atome, et à l'air en considérant un poids atomique moyen 14,4.

c. La fin de la carrière ne correspond pas à l'annulation de la vitesse des rayons α. Cette vitesse a été déduite, par Rutherford, de l'action d'un champ magnétique, dans le vide, sur des rayons α qui traversaient des épaisseurs croissantes d'aluminium. *La force vive est exactement une fonction linéaire* (et non exponentielle) *de l'épaisseur traversée;* à la fin de la carrière des rayons α du radium C, leur vitesse est encore 40 pour 100 de la vitesse initiale. D'où cette conséquence qu'un corps peut émettre des rayons α sans que nous nous en apercevions, si leur vitesse est suffisamment faible.

d. Une source complexe donne naissance à une courbe où peuvent se distinguer autant de maxima que de produits distincts émettant des rayons α. C'est par cette méthode toute nouvelle d'analyse que Hahn a dédoublé un produit de descendance du thorium. La courbe d'ionisation du radium, d'abord simple quand le sel vient d'être préparé, se complique peu à peu et confirme l'existence des quatre produits émettant des rayons α (radium, émanation, radium A, radium C).

La base géodésique du Simplon; par M. Ch.-Ed. Guillaume. — Le percement du Simplon a donné lieu, de la part de la Commission géodésique suisse, à d'importants travaux de triangulation, de nivellement et de détermination de l'accélération de la pesanteur. Le nivellement a été fait en un polygone fermé, passant par la route du Simplon et par le tunnel. La pesanteur a été mesurée en un grand nombre de points à l'extérieur et à l'intérieur de la montagne. Il ne manquait, pour compléter l'ensemble des documents fournis par ces mesures, qu'à déterminer, avec la précision géodésique, la longueur du tunnel, ou plutôt la distance des observatoires situés à ses deux extrémités, laquelle n'était connue jusque-là qu'avec la précision topographique. L'intérêt de cette mesure est multiple. La base géodésique qui devait en résulter est la plus grande de l'Europe; de plus, elle relie deux points situés sur les deux faces de la montagne et permet, en combinaison avec les observations astronomiques, de déterminer la somme des déviations de la verticale.

Les observatoires eux-mêmes ont été construits en vue de faciliter l'alignement des travaux du tunnel, attaqué par les deux bouts, et prolongé par des galeries de direction remplaçant, pour les visées, les dernières sections du tunnel, qui se recourbent dans la direction des vallées, à Brigue et à Oselle.

La mesure de la base par les anciens procédés aurait exigé au moins deux mois de travail ininterrompu, avec un personnel considérable. Comme cette mesure aurait immobilisé le tunnel, en entraînant un gros sacrifice pécuniaire, on n'aurait pas pu y songer. Mais les nouveaux procédés de mesure des bases, dérivant de ceux de M. Jäderin, et qui ont été élaborés par MM. Benoît et Guillaume au Bureau international des Poids et Mesures, permettaient, sans rien sacrifier de la précision géodésique, d'opérer avec une vitesse qui rendait possible l'immobilisation du tunnel, avant sa mise en exploitation, pendant toute la durée de la mesure.

L'Administration des chemins de fer fédéraux ayant consenti à interrompre le passage des trains de service et à mettre à la disposition de la Commission géodésique suisse les trains nécessaires au transport des équipes, on put aborder la mesure du tunnel et travailler sans arrêt, avec échange des équipes toutes les huit heures, dans la mesure d'aller comme dans la mesure de retour. Les chefs des équipes étaient MM. les professeurs Gautier, Riggenbach et Rosenmund, membres de la Commission géodésique suisse. Les observateurs étaient les ingénieurs de la Commission géodésique suisse et M. Maudet, du Bureau international. Les auxiliaires étaient des élèves de l'Ecole Polytechnique fédérale ; le personnel de porteurs avait été recruté parmi des manœuvres précédemment employés aux travaux du tunnel. M. Guillaume avait été chargé de la direction générale de l'opération.

Les instruments, étudiés avec la coopération de M. Carpentier, étaient ceux qui ont été précédemment décrits, et auxquels on avait ajouté des crapaudines spéciales se fixant sur les rails, des appareils d'éclairage, des repères de contrôle destinés à être fixés aux traverses de la voie.

Le personnel était divisé en trois équipes. Chaque équipe fut initiée à l'emploi des appareils par une demi-journée de travail sur une digue, près de Viége, et par une nuit de mesure sur une voie de chemin de fer.

Dans le tunnel, les repères mobiles étaient posés sur les rails, à 24^m de distance l'un de l'autre. On plaçait, dans la voie, un repère de contrôle toutes les cent portées, afin de permettre de recourir à un point connu rapproché, dans le cas du déplacement simultané de tous les repères mobiles, puis de comparer les écarts des mesures par sections relativement courtes.

On possédait, pour les mesures, cinq fils d'invar de 24^m, et les fils et rubans d'appoint. La mesure devait être faite avec deux fils principaux, tandis que les trois autres étaient destinés seulement à permettre le contrôle de leur longueur par des comparaisons sur une base de 24^m, établie contre un bâtiment à proximité du tunnel.

La mesure aller dura 56 heures, entre un repère marqué à l'entrée de la galerie de direction à Brigue et le pilier de l'observatoire d'Oselle. Le retour fut effectué en 49 heures. Puis, après avoir traversé le Rhône à l'aide d'un fil de 72 mètres, on fit également la jonction avec l'observatoire de Brigue.

Les valeurs trouvées à l'aller et au retour sont respectivement :

Aller......................	$20146^m,0114$
Retour....................	$20146^m,0224$

Au cours de la mesure, un observateur ayant fait une chute dans un fossé, le fil qu'il portait subit un pli qui modifia sa longueur et obligea à le remplacer immédiatement par le fil de réserve. Ce dernier servit à terminer la mesure d'aller et à faire celle de retour. Les comparaisons faites à Brigue montrèrent que le fil endommagé s'était raccourci de $0^{mm},15$, valeur confirmée par les comparaisons ultérieures au Bureau international. L'autre fil, employé dans des conditions difficiles imposées par l'obscurité

et par la température élevée du tunnel, fut trouvé, au retour à Sèvres, au millionième près, de la valeur du départ. On peut donc conclure que la base du Simplon a été mesurée avec une précision de l'ordre du millionième.

Indépendamment du résultat immédiat, cette opération présente, au point de vue de la méthode, l'intérêt d'avoir fait intervenir pour la première fois, en Géodésie, une voie ferrée comme support des appareils, d'avoir démontré la possibilité d'opérer de nuit avec le nouveau matériel et d'avoir été effectuée sans arrêt.

SÉANCE DU 15 MARS 1907.

PRÉSIDENCE DE M. DESLANDRES.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 1er mars est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues Membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être Membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 15 avril.

Mlle CARRIER (Anna), Professeur agrégée au Lycée de jeunes filles de Mâcon.
MM. BEYER (Anatol-Apollonowitch), Professeur de Physique à l'École d'Artillerie Konstantinowskoë, à Saint-Pétersbourg (Russie).
BURTON (E.-J.), B. A. (Cantab), Demonstrator of Physics, University of Toronto (Canada).
GROUSINZEFF (Alexis), Professeur de Physique à l'Université de Kharkoff (Russie).
GUILLEMONAT, Docteur en Médecine, à Paris.
LACOSTE, Constructeur, à Paris.
SEXTON (Frederich Peake), A. R. C. S. (London), Felton of the physical Society (London), Kingston-on-Thames (Angleterre).
SAINDERICHIN (Nicolas), Ingénieur, à Dunkerque.

M. le PRÉSIDENT donne lecture du télégramme suivant :

Saint-Pétersbourg, 14-3-1907.

La Section de Physique de la Société russe physicochimique adresse à la Société française de Physique l'expression de sa condoléance la plus profonde à cause de la perte douloureuse que la Science française vient d'éprouver dans la personne de MOISSAN.

J. Borgmann,
Président de la Section.

M. le PRÉSIDENT annonce la perte douloureuse que la Société de Physique vient de faire en la personne de M. HOSPITALIER, Ingénieur des Arts et Manufactures, Professeur à l'École de Physique et de Chimie, ancien membre du Conseil.

Sur les effets magnétiques de l'éclipse totale du Soleil du 30 *août* 1905; par M. Charles NORDMANN. — On s'est demandé, à l'occasion de la dernière éclipse, si ce phénomène était de nature à influer sur l'allure diurne habituelle de la boussole dont les diverses variations sont, comme on sait, en

relation intime avec celles de l'activité solaire, et avec les modifications de l'intensité des rayons solaires en chaque lieu au cours de la journée et de l'année. La déclinaison a été enregistrée le jour de l'éclipse par l'auteur à Philippeville et par d'autres observateurs en diverses stations situées également sur la ligne de totalité. La courbe obtenue ce jour-là s'est montrée partout extrêmement agitée et il semblait que cet état de perturbation devait masquer complètement une influence possible de l'éclipse. Il ressort, il est vrai, de toutes les observations jusqu'ici publiées que, pendant l'éclipse, la déclinaison a été notablement à l'est de son élongation occidentale normale au moment considéré, telle qu'elle ressort des moyennes des jours précédant et suivant l'éclipse; mais rien ne prouvait que cet affaissement de la courbe vers l'Est ne fût pas complètement étranger à l'éclipse, et produit par la perturbation générale commencée déjà la veille et qui régna ce jour-là.

M. Nordmann a abordé la question à un autre point de vue et en comparant d'une certaine manière entre elles les courbes des diverses stations. Cette comparaison montre immédiatement que les principales sinuosités de la perturbation qui régna pendant l'éclipse se sont produites synchroniquement et d'une manière presque identique dans les diverses stations (bien que plusieurs fussent éloignées de 1000^{km} à 2000^{km} de Philippeville). Ce synchronisme prouve que les détails de cette perturbation ont été complètement étrangers à l'éclipse dont les phases correspondantes se sont au contraire produites à des instants physiques fort différents dans les diverses stations. Après avoir multiplié les ordonnées des différentes courbes par des facteurs convenables de manière à les rendre comparables, en les ramenant en quelque sorte à la même composante horizontale, M. Nordmann a soustrait les ordonnées de chacune d'elles des ordonnées correspondantes et synchrones de la courbe de Philippeville, éliminant ainsi par différence la perturbation générale étrangère à l'éclipse dont il vient d'être question. Les nombres ainsi obtenus par différence, exprimés en fraction de gauss, devaient donc manifester s'il y avait lieu, dégagée de cette perturbation générale, toute force perturbatrice résiduelle qui s'y superposerait. Les courbes obtenues au moyen de ces nombres, et qui résultent de la comparaison ainsi faite de chacune des stations avec Philippeville, mettent toutes en évidence un certain nombre de faits qui peuvent se résumer ainsi :

Il s'est superposé, à l'agitation générale des aimants qui régna le 30 *août* 1905, *une perturbation magnétique particulière, accompagnant l'éclipse, et dont l'effet fut, en toutes les stations, de ramener l'aiguille de déclinaison vers l'Est (c'est-à-dire vers sa position moyenne) d'une fraction notable de son élongation occidentale normale. La valeur de cette force perturbatrice fut, là où l'éclipse était totale, certainement au moins égale à* 88.10^{-6} *gauss et sans doute trois fois supérieure (ce qui correspond à une déviation de 3' de la déclinaison à Philippeville). La valeur maxima coïncida en toutes les stations étudiées avec la plus grande phase de l'éclipse elle-même.*

Tels sont les faits brutaux qui se dégagent de l'expérience. Il semble que l'on peut concevoir de la manière suivante les causes physiques qui les ont produits : il a été démontré, notamment par les travaux de Schuster, que la variation diurne de l'aiguille aimantée est due à un potentiel variable, extérieur à la surface de la Terre et qui tourne dans l'atmosphère avec le mouvement diurne du Soleil, attirant la pointe Nord de la boussole le matin vers l'Est, l'après-midi vers l'Ouest. Quel que soit le mécanisme par lequel les rayons solaires produisent dans l'atmosphère supérieure ce potentiel variable (et diverses théories ont été exposées à ce sujet, notamment par l'auteur de la Communication), il est naturel de penser que la suppression du rayonnement solaire doit avoir pour effet une diminution de ce

potentiel variable, et que l'aiguille doit tendre à revenir à sa position d'équilibre dont ce potentiel l'écartait normalement. Or, précisément aux heures où avait lieu l'éclipse, l'aiguille est habituellement à l'ouest de sa position normale et l'éclipse s'est accompagnée d'une rétrogradation de l'aiguille vers l'Est.

Spectrographe pour le spectre visible et ultra-violet. Microscope de mesure. Lampe au mercure et brûleur au sodium. — M. CULMANN présente les instruments suivants construits par la maison Zeiss :

1° Un spectrographe de MM. Pulfrich et Löwe pour les radiations visibles et ultra-violettes. L'instrument peut servir pour la vision et pour la photographie. Pour la vision, il est autocollimateur. Ce dispositif, tout en réduisant les dimensions de l'appareil, a l'avantage de réaliser automatiquement le minimum de déviation au moyen d'une simple rotation du prisme.

Le prisme est un demi-prisme de Rutherford dont la dispersion est égale à 11°,5. Le cercle porte deux graduations, l'une en demi-degrés avec vernier donnant la minute, l'autre en longueurs d'onde. Cette deuxième graduation imaginée par M. Löwe est établie sur un principe analogue à celui du vernier, elle donne directement $5^{\mu\mu}$ et doit servir aux mesures approchées. On fournit en outre avec l'instrument la courbe de dispersion du prisme qui permet d'obtenir la longueur d'onde à $0^{\mu\mu},5$ près. Mais, pour atteindre toute la précision que l'appareil est susceptible de donner, il faut rattacher la longueur d'onde de la raie cherchée à celle de deux ou trois raies connues au moyen de la vis micrométrique qui déplace le cercle. Un intervalle du tambour de cette vis vaut dix secondes d'arc. La course de la vis micrométrique est suffisante pour parcourir tout le spectre visible.

Pour la photographie, la lunette sert seulement de collimateur. Le demi-prisme est remplacé, pour le spectre visible et pour la première partie du spectre ultra-violet (jusqu'à $365^{\mu\mu}$) par un prisme de Rutherford complet, taillé dans des verres bien transparents pour les radiations violettes. Au delà de $365^{\mu\mu}$, il faut recourir à deux prismes de quartz de Cornu à rotation contraire montés, l'un sur le collimateur, l'autre sur l'objectif de la chambre, comme l'a indiqué M. Young, afin de réaliser automatiquement le minimum de déviation pour le rayon axial. Le spectrographe est muni de deux paires d'objectifs, l'une en verres très transparents pour le spectre visible, l'autre en quartz et fluorine pour l'ultra-violet. En outre, on va construire prochainement pour la chambre un téléobjectif donnant une dispersion double dans le spectre visible. La chambre est à tirage fixe. Son châssis se déplace verticalement, ce qui permet de faire dix spectres sur la même plaque (format 6×9 ou $6\frac{1}{2} \times 9$). Le condensateur pour les tubes de Geissler, les cuves d'absorption ainsi que les deux prismes servant à éclairer la fente sont en quartz.

2° *Microscope de mesure de M. Löwe.* — Cet instrument doit servir à faire des mesures avec une précision intermédiaire entre celle d'une simple règle et celle de la machine à diviser. Le tube du microscope avec la crémaillère de mise au point est monté sur un chariot qui se déplace au moyen d'une vis micrométrique dont le tambour est gradué en centièmes de millimètre. La course est de 20^{mm}. L'instrument se construit pour divers buts. Le modèle présenté est destiné à la mensuration des négatifs 6×9 ou $6\frac{1}{2} \times 9$ fournis par le spectrographe. Le négatif se place sur une surplatine mobile dans une direction perpendiculaire au déplacement du microscope, ce qui permet de passer commodément d'un spectre à l'autre. Le microscope avec son chariot peut être retiré du pied pour servir, sur un support quelconque ou sur un banc d'optique, aux mesures courantes du laboratoire. La maison Zeiss construit un support spécial très lourd

pour ce microscope. Ce support est muni de vis calantes facilitant la réalisation du parallélisme entre l'axe de la vis micrométrique et la longueur à mesurer.

3° *Lampe à arc au mercure de M. Siedentopf.* — Les pôles positif et négatif sont concentriques comme dans le modèle de MM. Fabry et Perot. Pour éviter l'épuisement du mercure dans le tube positif intérieur, on le fait communiquer avec un vase extérieur plus grand et, pour empêcher la formation de gouttelettes de mercure sur la paroi supérieure du vase, celui-ci est muni, au-dessus de l'arc, d'une ampoule en verre dans laquelle on a fait le vide. La paroi inférieure, chauffée par l'arc et garantie par l'ampoule contre un refroidissement trop intense, ne condense pas les vapeurs de mercure qui la baignent. La lumière émise par le pôle positif passe par cette paroi, traverse une lentille biconvexe et un diaphragme-iris qui servent à régler la marche des rayons, puis tombe sur un miroir incliné à 45° qui la renvoie dans une direction horizontale. Le vase en verre qui contient l'arc est renfermé dans une boîte en métal dans laquelle on peut faire circuler de l'eau. La lentille et le miroir sont montés sur cette boîte. Alimentée par un courant de 8 ampères et 18 volts, la lampe peut servir à la projection en lumière monochromatique.

4° *Brûleur au sodium de M. Löwe.* — Ce brûleur est destiné à être employé avec les réfractomètres à réflexion totale ou à incidence rasante qui exige une source lumineuse d'assez grande dimension. Il fournit pendant plusieurs heures une surface de $4^{cm} \times 5^{cm}$, à peu près uniformément éclairée et limitée par un écran afin d'éviter la fatigue que causent les variations continuelles de la forme de la flamme. Le bec du brûleur est un large bec à flamme plate. Le sel est amené au moyen d'une petite plaque en pierre ponce imbibée de sel.

Sur les phénomènes de résonance dans le cas des transformateurs à circuit magnétique ouvert et leur utilité pour la production de fortes étincelles; par MM. C. Tissot et Hemsalech. — Dans la télégraphie sans fil, ainsi que dans certaines applications spectroscopiques, on se sert de transformateurs à haute tension dont le secondaire est relié à un condensateur. Les différents expérimentateurs qui ont utilisé le dispositif ont observé que, pour une certaine valeur de la capacité du condensateur en dérivation sur le secondaire, il est possible d'accroître dans une mesure plus ou moins grande la longueur de l'étincelle de décharge.

En même temps se produit un phénomène remarquable. Si l'on intercale dans le circuit d'alimentation du primaire une bobine de réactance de valeur convenable, on peut réduire le nombre d'étincelles par seconde. Il est aisé, par exemple, pour un courant d'alimentation de 42 à 50 périodes, d'obtenir une seule étincelle par seconde.

M. d'Arsonval avait déjà montré que l'introduction d'une bobine de réactance dans le primaire rend les étincelles bien disruptives et a pour effet de supprimer l'arc superposé à la décharge.

L'intérêt du phénomène, au point de vue des applications, réside dans le fait que l'on concentre ainsi en quelque sorte dans un nombre restreint de décharges puissantes l'énergie mise en jeu dans le transformateur.

Ces conditions peuvent être avantageuses en télégraphie sans fil. Dans le cas où l'on se sert d'un détecteur d'amplitude, l'effet utile, proportionnel à l'amplitude de l'oscillation dans le circuit inductif qui excite l'antenne, est indépendant de la fréquence même des trains d'onde.

Il y a donc intérêt à accroître le plus possible cette amplitude et à n'émettre que le nombre de trains juste suffisants pour produire sur le récepteur des effets *discontinus* capables de donner lieu à l'enregistrement *continu* du signal.

La solution devient précisément inverse de celle à laquelle on est conduit pour la réalisation de la syntonie à l'aide de détecteurs d'effet total.

Le fait de la surtension qui prend naissance pour une valeur favorable de la capacité présente le caractère net d'un phénomène de résonance. Maintenant, quels sont les éléments qui entrent en résonance? Il n'a été publié, à notre connaissance, sur ce point, que des études purement théoriques de Seibt et de Benischke.

Ce sont les transformateurs à circuit magnétique ouvert qui paraissent le mieux se prêter à la réalisation des conditions de résonance que nous envisageons ici.

L'expérience montre, d'autre part, que les phénomènes sont d'autant mieux marqués que la résistance du circuit de décharge (y compris le secondaire du transformateur) est plus faible. La valeur de la capacité de résonance, pour un transformateur donné, demeure la même quelle que soit la source de courant alternatif utilisée pour l'alimentation du primaire et quelle que soit la valeur de la self de la bobine de réactance intercalée en série dans la primaire.

La relation $L_1 C A^2 \omega^2 = 1$, proposée par certains auteurs (L_1, self-induction de l'alternateur; A, rapport de tranformation; ω, pulsation), ne paraît donc pas correcte.

La valeur des surtensions qui se produisent (on passe aisément, par exemple, de 10000 à 40000 volts) n'est pas favorable, *a priori*, à l'hypothèse d'une résonance sur l'harmonique 3 (due à l'hystérésis).

Nous estimons plutôt que la résonance se produit sur la fréquence fondamentale.

Les expériences que nous avons faites ([1]) indiquent que tout se passe, *à peu près,* comme si la résonance se produisait sur la self même du secondaire et d'une manière pratiquement indépendante de l'alterneur.

En réalité, la théorie montre (Seibt, Benischke) que, pour une résistance *très faible* du circuit de décharge, on doit avoir, non pas $LC\omega^2 = 1$ (L, self-induction du secondaire), mais $LC\omega^2(1 - k^2) = 1$; k est un coefficient analogue à celui qui s'introduit dans l'étude des systèmes couplés $k^2 = \frac{M}{LL'}$. Cette relation est la plus vraisemblable. Dans le cas où nous nous sommes placés, k est faible et tout se passe approximativement comme s'il était nul. D'où deux procédés pratiques pour obtenir une résonance déterminée : 1° prendre un transformateur à circuit très ouvert (k petit) et donner à L la valeur voulue, ce qui est toujours possible et facile à réaliser pratiquement sans modifier le voltage secondaire, en faisant varier en rapport inverse la section du noyau de fer et le nombre des tours du secondaire; 2° réaliser un transformateur *sans fuites* ($k = 1$) et ajouter en série avec le secondaire des bobines de self de valeur voulue, la résonance se produisant alors uniquement sur les selfs additionnelles qu'il y aurait avantage à construire sans fer.

M. Broca présente au nom de M. Blondel diverses observations sur le sujet traité par MM. Tissot et Hemsalech et accompagnées de relevés oscillographiques.

M. Blondel rappelle que le transformateur à résonance est connu et *employé* en France et en Allemagne depuis au moins 3 ans.

Il montre que le régime est la superposition de trois autres, un régime alternatif ordinaire amené au voisinage de la résonance, un régime oscil-

---

([1]) Avec le transformateur décrit dans la Note des *Comptes rendus* du 4 février 1906.



latoire amorti, apparaissant à chaque étincelle, et un régime très amorti qui n'apparait guère qu'au moment où l'on branche le transformateur sur un réseau.

C'est la combinaison de ce dernier régime oscillatoire syntonisé avec le régime alternatif qui produit l'effet utile de ce réglage, à savoir la difficulté de rallumage de l'étincelle après la décharge du condensateur et sa rareté, réglable à volonté dans certaines limites. Cela rend l'étincelle sûrement *active à condition* d'écarter suffisamment les électrodes.

Cette syntonisation du régime oscillatoire avec le régime alternatif ne dépend pas du circuit secondaire seul, comme on l'a dit à tort, mais des deux circuits; en particulier, on peut l'obtenir en ajoutant des selfs sur le primaire aussi bien que sur le secondaire. Il faut donc tenir compte de la self-induction de l'alternateur comme si elle était une suite du transformateur.

Le transformateur à circuit magnétique ouvert est équivalent à un transformateur industriel additionné de selfs primaire et secondaire.

M. P. Villard croit n'être pas en désaccord avec M. Tissot en disant que de bons transformateurs à circuit magnétique fermé lui paraissent préférables à des appareils dont le caractère principal est une mauvaise utilisation des matériaux. Il est sans doute fort ingénieux de mettre à profit les défauts de ces instruments, mais on n'est malheureusement pas maître de ces défauts, et l'on ne peut, par suite, régler à volonté les constantes du circuit. Dans un transformateur à noyau droit, le fer travaille à une induction élevée dans sa partie centrale et l'harmonique 3 prend une importance notable : sa résonance peut, pour une phase convenable par rapport à la fondamentale, déterminer des surtensions importantes faciles à reconnaître à l'oscillographe, et faire croire à une résonance du courant principal. Le coefficient de self-induction qui résulte des fuites magnétiques est, comme celles-ci, impossible à calculer; il varie beaucoup avec le voltage appliqué aux bornes primaires; de là des surprises possibles si l'on change les conditions de l'expérience ou si l'on veut construire un appareil de puissance différente.

Le seul avantage, considérable il est vrai, que présente ce genre de transformateur, c'est la sécurité pour l'opérateur. Possédant une notable self-induction, ces appareils ont, comme les alternateurs, une caractéristique plongeante. La puissance qu'ils peuvent fournir est limitée non par des considérations d'échauffement des circuits, mais par la self-induction même : elle passe par un maximum pour une certaine valeur du courant et tombe à zéro quand on arrive au courant de court-circuit. Or, ce qui est dangereux pour l'expérimentateur qui ne fait jamais que des montages sommaires, ce ne sont pas les 10000 ou 20000 volts d'un transformateur, c'est la puissance que celui-ci peut débiter, et, avec un transformateur bien fait, à circuit magnétique fermé et sans fuite, cette puissance possible est énorme, comparée à celle pour laquelle l'appareil est construit. Toucher les bornes à haut voltage d'un transformateur parfait de 200 watts, branché sur un réseau infini, équivaut à se mettre en communication avec ce réseau supposé donner le même voltage.

Cette considération mise à part, l'emploi de transformateurs parfaits, analogues à une transmission par une courroie sans glissement, ne paraît présenter que des avantages. Supposons, par exemple, le courant fourni par un alternateur de puissance limitée, présentant un coefficient de self-induction L et une force électromotrice E. Négligeons toutes les chutes de tension ohmiques dont le rôle n'est jamais prépondérant et soit C la capacité qui donne la résonance. Intercalons maintenant dans le circuit un transformateur *parfait* ayant un coefficient de transformation égal à l'unité et branchons la capacité C sur le secondaire. Les deux circuits fai

sant écran absolu l'un par rapport à l'autre, tout se passera comme si le transformateur n'existait pas; la résonance aura encore lieu pour la même capacité que précédemment. Pour passer au cas où le rapport de transformation est n, supposons le fil secondaire décomposé en n brins identiques supportant chacun le courant $\frac{I}{n}$, I ayant en résonance la valeur $\frac{E}{R}$.

De même divisons le condensateur C en n fractions $\frac{C}{n}$ rattachées aux divers brins du fil. Rien ne sera évidemment changé. Mais nous pouvons maintenant mettre en série ces n brins de fil, ce qui ne modifiera pas les ampères-tours secondaires; quant aux n fractions du condensateur, il est également indifférent qu'elles soient en série ou en parallèle si la différence de potentiel aux bornes de chaque condensateur partiel ne change pas. L'énergie localisée dans chaque condensateur n'aura, en effet, pas varié, puisqu'elle ne dépend que du volume du diélectrique et du champ créé entre les armatures. Nous avons maintenant n fils en série donnant une force électromotrice nE, un courant $\frac{I}{n}$ et chargeant n condensateurs comme précédemment. Mais la capacité de chacun de ces condensateurs est $\frac{C}{n}$; montés en série, ils ont une capacité totale n fois plus petite, soit $\frac{C}{n^2}$. D'où il résulte que, si l'on met dans le circuit d'un alternateur un transformateur parfait, la capacité qui donnera la résonance sur le secondaire se calculera en divisant par le carré du rapport de transformation la capacité qui résonnerait directement sur l'alternateur.

On retrouve ce résultat, d'ailleurs connu, en imaginant qu'au lieu de transformer pour élever le voltage, on bobine l'alternateur pour ce même voltage, ce qui multiplie par n^2 son coefficient de self-induction et divise par le même nombre la capacité de résonance.

Si, au lieu d'un alternateur de puissance limitée, on a un réseau infini, c'est-à-dire une source sans inductance, on intercalera une bobine de réaction sur le circuit primaire, ce qu'on pouvait d'ailleurs faire dans le cas précédent pour modifier la valeur de L.

Comme bobine de réaction, on emploierait avec avantage une bobine sans fer; l'augmentation du poids du cuivre serait compensée par la suppression du fer, le calcul du coefficient d'induction serait facile et ce coefficient serait constant. On atténuerait, en outre, l'effet nuisible de l'harmonique 3.

On voit combien ces conditions sont simples et quelle facilité elles donnent pour le réglage certain de la résonance sur telle capacité qu'on voudra. On ne peut, il est vrai, avoir des transformateurs parfaits, mais on peut s'en approcher beaucoup en prenant des appareils puissants. Soient, en effet, deux transformateurs de puissances P et nP. Le second aura une section de fer n fois plus grande que le premier, et un nombre de tours n fois moindre pour le même voltage. Le coefficient de self-induction d'un enroulement supposé seul sera multiplié par n à cause de la section plus grande du fer, mais divisé par n^2, parce qu'il y a n fois moins de tours, l'induction étant d'ailleurs la même et, par suite, aussi la perméabilité. Or, ce qui est vrai pour l'enroulement total l'est sensiblement pour la fraction de cet enroulement qui n'est pas traversée par le flux provenant de l'autre (fuites magnétiques) et qui détermine la self-induction du transformateur. Celle-ci sera donc environ n fois moindre dans l'appareil le plus puissant, et même un peu plus faible, les isolants tenant une place relative moins grande et les circuits se trouvant ainsi plus rapprochés l'un de l'autre.

Il paraît donc y avoir tout avantage à employer en télégraphie sans fil des transformateurs très bien construits, à circuit magnétique fermé, et plus puissants qu'il ne semblerait nécessaire pour l'installation projetée.

Vitesse de fonctionnement des appareils télégraphiques rapides; par M. Devaux-Charbonnel. — Il y a lieu, en Télégraphie, de distinguer la vitesse de transmission et le rendement.

La première est d'ordre purement électrique. Elle dépend des phénomènes qui se produisent sur la ligne et dans les appareils lors de l'émission d'un signal, c'est-à-dire d'un courant de polarité déterminée. L'intensité, au poste récepteur, n'arrive à sa valeur maximum ou à sa valeur de régime permanent qu'au bout d'un certain temps, et il a été reconnu, par expérience, tout au moins pour les lignes aériennes, que, pour arriver distincts, les signaux ne devaient se succéder qu'à des intervalles bien définis et tels que la période variable du précédent soit à peu près terminée quand le suivant apparaît. La vitesse de transmission pourra donc se définir comme le nombre maximum de signaux successifs qu'on pourra transmettre dans un temps donné, 1 seconde par exemple.

Le rendement, au contraire, dépendra de la manière dont les appareils transmetteurs et récepteurs permettront de produire et de recevoir les émissions élémentaires de courant et aussi des nombres d'émissions qui seront nécessaires pour former une lettre, car les signaux doivent naturellement être traduits en langage ordinaire. Le rendement sera donc le nombre de lettres transmis par seconde. Il dépendra naturellement de la vitesse de transmission, mais, en outre, il variera beaucoup avec les procédés mécaniques employés pour mettre en œuvre les appareils. Aussi est-il impossible de faire une étude du rendement en général; il faut examiner chaque système en particulier.

Il est plus facile de faire abstraction des différents systèmes d'appareils dans l'étude de la vitesse de transmission, et ce sont les premiers résultats que des expériences, malheureusement peu nombreuses et encore imparfaites, nous ont révélés qui vont être exposés. Ces résultats sont d'ailleurs assez intéressants, car ils permettent de prévoir quelles qualités devront présenter la ligne et les appareils pour permettre d'atteindre le maximum de vitesse, et, à ce point de vue, ils peuvent être utiles aux techniciens.

Nous nous sommes efforcés de séparer l'action particulière de la ligne et des appareils. Nous avons donc été conduits à étudier tout d'abord chacun de ces éléments, puis ensuite le mode de fonctionnement de leur accouplement.

Lignes. — Nous avons repris la détermination des constantes des lignes, et surtout celle de la capacité et de la self-induction. La capacité kilométrique varie avec le diamètre du fil et avec l'état hygrométrique de l'air, mais assez peu pour qu'en moyenne on puisse adopter le chiffre de 0$^{\varphi}$,01. La self-induction dépend du métal qui constitue la ligne et de l'intensité du courant. Nous admettons, en moyenne, 0,002 henry par kilomètre pour les lignes en cuivre et 0,006 henry pour les lignes en fer.

L'examen à l'oscillographe de la courbe d'arrivée du courant nous a révélé que le courant n'apparaît pas instantanément avec une valeur finie comme l'indique la théorie. Sa variation est progressive et la durée de la période variable est donnée par la formule

$$T_1 = \sqrt{CL},$$

C et L étant la capacité et la self-induction totales de la ligne.

Appareils. — Les appareils de réception sont toujours des électro-aimants. Les phénomènes électriques dont ils sont le siège sont assez

complexes. Cependant l'étude à l'oscillographe montre que même les plus compliqués, comme le Morse, peuvent être considérés comme de simples self-inductions. Ceci est encore plus vrai pour les appareils rapides qui sont généralement polarisés et dont l'armature n'est soumise qu'à des mouvements de très faible amplitude.

En somme, la durée de la période variable du courant est pratiquement donnée par la formule

$$T_2 = 4\,\frac{L_2}{R_2},$$

en appelant L_2 et R_2 la self et la résistance du récepteur.

Lignes et appareils. — Lorsque la ligne et l'appareil sont accouplés, la durée de la période variable est loin d'être la somme de celles qui correspondent à chacun des éléments composants. Il semble qu'une partie de la résistance de la ligne réagit sur l'appareil pour diminuer le facteur $\frac{L_2}{R_2}$; avec les lignes sur lesquelles nous avons opéré et qui sont d'une longueur usuelle, 500^{km} à 1000^{km}, on peut accepter, pour la période variable, la valeur

$$T = \sqrt{CL} + \frac{3}{4}\,\frac{L_2}{R_2}.$$

Conclusion. — Cette formule, qui n'a qu'un caractère empirique, conduit aux conclusions suivantes :

La résistance de la ligne n'intervient pas dans la durée de la période variable. Elle détermine seulement l'intensité en régime permanent, et le moment où le récepteur commence à fonctionner.

La vitesse de transmission dépend de la capacité et de la self-induction de la ligne. On a donc intérêt à réduire ces deux quantités. La capacité a une valeur à peu près indépendante de la nature et du diamètre du fil. Mais on diminuera la self en employant des lignes en cuivre au lieu de lignes en fer.

Pour les appareils, il y aura le plus grand intérêt à réduire leur self-induction.

Voici quelques chiffres qui permettront de mieux se rendre compte de l'influence de ces différents facteurs.

Pour une ligne de 500^{km} de longueur on a, pour T :

Ligne en fer...........................	$0^s,0037$
Ligne en cuivre........................	$0^s,0021$

Pour différents appareils on a les données suivantes :

	L_2.	R_2.	$\frac{3}{4}\frac{R_2}{L_2}$.
Morse.............	25	500	0,04
Baudot............	1,4	200	0,005
Siemens et Halske..	0,14	200	0,0005
Pollak et Virag....	0,050	200	0,0002

On voit d'après ces chiffres que la durée de la période variable est considérablement augmentée par la présence de l'appareil Morse et même de l'appareil Baudot. Au contraire, les appareils Siemens et Pollak ont une influence beaucoup moindre et même pour le dernier on peut dire qu'elle est presque négligeable. Il semble donc qu'on soit arrivé là à la limite de

vitesse qu'un appareil est susceptible de permettre, car la durée de la période variable ne dépend plus que des constantes électriques de la ligne.

La vitesse de transmission sera donc pour une ligne en cuivre de 500^{km} :

Morse..............	0,0421,	soit 24 signaux	par seconde.
Baudot.............	0,0071	140	»
Siemens et Halske...	0,0026	385	»
Pollak et Virag......	0,0023	435	»

L'habileté du constructeur consistera à faire des récepteurs capables d'enregistrer correctement les signaux à la vitesse voulue.

Supposons cette condition réalisée, le rendement dépendra du nombre de signaux élémentaires qui seront nécessaires pour former une lettre de l'alphabet ordinaire.

L'étude de ces diverses questions est très compliquée. Mais on voit que la considération de la vitesse de transmission permet de résoudre simplement et d'une façon tout à fait générale un des éléments les plus importants du fonctionnement des appareils. Elle permet même de fixer *a priori* le maximum que pourra donner l'appareil le plus complet.

SÉANCE ANNUELLE.

JEUDI 4 ET VENDREDI 5 AVRIL 1907,

à 8 heures du soir.

EXPOSITION.

Le courant continu fourni aux exposants est produit par un groupe électrogène à pétrole d'une puissance de 24 chevaux de la **Société anonyme des Etablissements Panhar et Levassor** et distribué par des accumulateurs de la **Société pour le Travail électrique des Métaux**.

ÉCLAIRAGE : Appareils d'éclairage à gaz et oxygène de MM. **G. Claude** et **G. Meker**.— Lampe à arc à flamme intensive de MM. **Heller** (**Richard-Ch.**).

Rhéographe **Abraham-Carpentier**, modèle de projections... M. **Henri Abraham**.

Pile du Dr **Geiger** à dépolarisant chloronitrique et à fermeture hydraulique pour la recharge des accumulateurs. — Bobines « Ella » nouveau modèle à grand débit. — Nouvel interrupteur électrolytique « Ella » à débit réglable et à circulation de l'électrolyte actionnant une bobine « Ella » de 10^{cm} d'étincelle. — Nouvel interrupteur rotatif « Ella », fonctionnant sous 100 volts, à contacts multiples à pression réglable cuivre sur cuivre dans le pétrole, actionnant une bobine « Ella » de 20^{cm} d'étincelle. — Redresseur électrolytique « Ella » pour courants alternatifs, petit modèle pour recharger les accumulateurs sur les secteurs à courant alternatif. — Matériel complet « Ella » de haute fréquence pour laboratoires d'enseignement et médecine, avec accessoires, fonctionnant avec une petite bobine « Ella » de 10^{cm} d'étincelle. — Plaques et cylindres de sélénium pour recherches scientifiques (téléphotographie,

téléphonie sans fil, photophonie). — Nouveau dispositif **Jégou** pour oscillations électriques : applications à l'oscillateur d'un appareil de haute fréquence « Ella » fonctionnant avec une bobine « Ella » de 10^{cm}; emploi de ce dispositif sur une ampoule bianodique à régénérateur électrique (fonctionnant sur une bobine « Ella » de 20^{cm} fonctionnant avec interrupteur rotatif à vitesse réglable) pour obtenir la fixité de la luminescence des écrans au platinocyanure de baryum en radioscopie .... M. **Louis Ancel.**

Appareils à vide par l'air liquide .... MM. **d'Arsonval** et **G. Claude.**

Voltmètre électrostatique destiné à la mesure du dégré radiochromométrique des rayons X .... M. **Bergonié.**

Appareils divers .... M. G. **Berlemont.**

Appareil relatif au pendule, montrant expérimentalement quelle est la valeur de la déviation du plan d'oscillation pour une latitude quelconque, et permettant notamment de constater le changement du sens de cette déviation lorsqu'on passe d'un hémisphère à l'autre .... M. G. **Blum.**

Appareils électromédicaux .... M. A. **Brémant.**

Lanternes électriques, à écrans liquides, pour éclairages colorés inactiniques, d'après le Dr **Stenger**. — Petit spectroscope de poche à réseau de diffraction monté (longueur totale : 45^{mm}). — Spectroscope de laboratoire pour analyse chimique, avec index lumineux mobile par vis micrométrique pour lectures directes en longueurs d'onde (dispersion : 60°), d'après Thorp .... M. H. **Calmels.**

Pyromètre enregistreur multiple **J. Carpentier**. — Voltampèremètre enregistreur multiple **J. Carpentier**. — Contact et accumulateur chronométrique pour enregistreur multiple. — Wattmètre à lecture directe. — Pyromètre à pivot avec couple. — Boîtes de contrôle de précision. — Appareils de tableau pour courant continu et alternatif. — Bobine de télégraphie sans fil avec interrupteur rotatif. — Récepteur de télégraphie sans fil à détecteur électrolytique. — Récepteur de télégraphie sans fil à cohéreur (relais indépendant). — Rhéographe **Abraham-Carpentier** (modèle de projection). — Galvanomètre à cordes pour téléphotographie. — Perforateur pour transmission **Baudot** automatique (clavier alphabétique). — Nouveaux modèles de cinématographes (**Lumière** et **Carpentier**) .... M. J. **Carpentier.**

Transformateur symétrique système **Rochefort**. — Interrupteur balistique système **Rochefort**. — Gaussmètre du Dr **Doumer**. — Soupape électrolytique **Nodon** (licence Rochefort). — Nouvelle machine à calculer **Chateau**. — Prisomètre **Perrin** (appareil destiné à donner la courbe de prise des plâtres et ciments) .... MM. **Chateau frères et Cie.**

Nouveaux wattmètres et électrodynamomètres de précision. — Appareil jumelé pour projection. — Ampèrevoltwattmètre calorique à shunts, bobines de circuit et transformateurs variables. — Enregistreurs à cadre mobile à enregistrement discontinu. — Types à pivot et à suspension élastique. — Nouveaux électromètres pour haute tension.

— Pont de Wheatstone à curseurs. — Galvanomètres à contact, Galvanomètres différentiels à pivot et à suspension. — Odotachymètre; compteur d'essence pour automobile.. **MM. Chauvin** et **Arnoux.**

Une série d'ampoules cathodiques avec motifs lumineux « Papillon, fleur, radiomètre, corail, matières diverses » fonctionnant avec une étincelle de 10^{mm} d'une bobine Ruhmkorff.. **M. E. Chomeau.**

Appareils d'éclairage et de chauffage à gaz et oxygène...... **MM. G. Claude** et **G. Meker.**

Nouveaux modèles de microscope de la maison **E. Leitz** de Wetzlar. — Deux modèles de broyeurs d'organes, système **Latapie.** — Modèle de microtome permettant avec le même instrument des coupes à la paraffine et à la celloïdine.... **M. E. Cogit** et **Cie.**

Compteurs Aron : Type étalon portatif universel. — Type à shunt et à noyaux. — Type à dépassement. — Type double tarif, muni de l'indicateur à maximum. — Type horaire à sautoir. — Horo-interrupteur à remontage électro-automatique.. **Cie française des compteurs système Aron.**

Appareils de tableau. — Voltmètres et ampèremètres de tableau, courants continus et alternatifs : Un synchroniseur type G. E., pour la mise en parallèle des alternateurs. Cet appareil indique directement, par la rotation d'une aiguille sur un cadran, si la machine à coupler va trop vite ou trop lentement. — Un fréquencemètre de tableau. — Un phasemètre de tableau à lecture directe à courant triphasé. — Un phasemètre de tableau à courant monophasé. Ces appareils indiquent directement le facteur de puissance d'une ligne. — Un wattmètre type d'induction pour courant monophasé ou triphasé équilibré, à compensation automatique des effets de température. — Un voltmètre thermique de tableau à dépense réduite. — Un wattmètre enregistreur d'induction à déroulement continu pour courant triphasé non équilibré. — Un wattmètre-électrodynamomètre enregistreur pour courant continu ou alternatif basse tension 2 × 5000 ampères pour circuit à 3 fils ou 10000 ampères pour circuit à 2 fils. — *Appareils de vérification :* Un millivoltmètre système **Meylan-d'Arsonval,** à compensation automatique des effets de température. — Wattmètres étalons universels à sensibilités multiples. — Millivoltmètre différentiel à grande sensibilité pour la comparaison des faibles résistances, avec caisse de multiplication 2, 5, 10. — Application à la vérification d'un shunt de 10000 ampères. — Ohmmètre à magnéto. — Kilowatt étalon, système **Kallmann,** résistance autorégulatrice donnant une dépense constante. — *Appareils divers :* Pyromètre **Fery** à couple thermo-électrique. — Pyromètre **Fery** à lecture directe. — Galvanomètre enregistreur à fil à grande sensibilité, pour les couples thermo-électriques, pyromètres, etc. — Fluxmètre **Grassot.** — Milliampèremètre de 1 milliampère. — Voltmètre **Hartmann** et **Braun,** rendu plus sensible et plus robuste par l'application d'un nouveau dispositif breveté. — Voltmètre électrostatique et réducteur électrostatique pour tension de 2000 à 60000 volts. — Electromètre à quadrant et miroir d'après **M. Moulin**........................... **Cie pour la fabrication des compteurs et matériel d'usines à gaz.**

Balance à amortisseur, construite par M. **Pellin**............	M. **V. Crémieu**.
Spectrographe pour le spectre visible et ultra-violet. — Microscope de mesure. — Lampe au mercure et brûleur au sodium (appareils construits par la Maison **Zeiss**).......	M. **P. Culmann**.
Théodolite à lecture rapide permettant d'apprécier les 5 secondes sans le secours de loupe.........................	M. **Doisemont**.
Table pour examen radiologique d'après M. le D[r] **Beclère**. — Interrupteur à mercure et gaz approprié pour bobine d'induction, construit sur les indications de M. le D[r] **Beclère**..	M. **L. Drault**.
Récepteur de télégraphie sans fil, à relais, type 1907, de **Popoff-Ducretet**, pour les grandes distances. — Récepteur radiotéléphonique, avec détecteur électrolytique de M. le Capitaine **Ferrié**. — Récepteur téléphonique à réglage de grande sensibilité, pour les très grandes distances. — Dispositif d'accord à réglage (**E. Ducretet**, 1898-1901), pour les récepteurs de T. S. F. ci-dessus. — Electromètre absolu, à balance, pour les hauts voltages; modèle de manipulations de MM. **H. Abraham** et **J. Lemoine**. — Electromètre absolu, à cadran, pour la mesure rapide et directe des hauts voltages (10000 volts), de M. **F. Braun**. — Télémicrophonographe **Ducretet**, pour phonographes à disques ou à cylindres. — Transformateurs électrolytiques de M. **O. de Faria**, pour le redressement du courant alternatif. Expériences : charge des accumulateurs; bobine de **Ruhmkorff** puissante; lampes à vapeur de mercure; lampe à arc pour cinématographes. — Appareil de MM. **Dufour** et **Lemoine**, pour les inscriptions graphiques des mouvements pendulaires ou vibratoires. — Appareils de M. **Chassagny**, pour la représentation graphique de la composition des mouvements. — Tube de **Rubens**, pour la démonstration optique des ondes stationnaires acoustiques; long tube avec membrane et flammes sensibles.— Indicateur d'hydrogène et de grisou, modèle de MM. **H. Caré** et **Ducretet**. — Réseaux sur gélatine bichromatée, « procédé **Izarn** » (photographies)...	M. **E. Ducretet**.
Dispositif nouveau pour l'observation des stéréogrammes parallaxes. — Appareils donnant le relief en projection avec un écran visible par transparence, sans le secours d'instrument	M. **E. Estanave**.
Reproduction des clichés de mesure de longueurs d'onde dans le spectre du fer..	MM. **Fabry** et **H. Buisson**.
Transformateur électrolytique des courants alternatifs en courants redressés ondulatoires.........................	M. **O. de Faria**.
Radiopyromètre à dilatation. — Calorimètre pour la mesure du pouvoir calorifique des gaz et des liquides.	M. **Ch. Féry**.
Four électrique à résistance de charbon pouvant atteindre 2000°..	MM. **Ch. Féry** et **Langlet**.
Deux thermomètres enregistreurs à distance. — Deux thermomètres indicateurs à distance. — Deux thermorégulateurs à distance...	M. **Fournier**.

Gaussmètre du Dr **Doumer** pour la mesure des champs dans la *d'Arsonvalisation*. — Instruments de mesure pour rayons X. — Appareil transportable pour galvanisation à courant continu.. **M. François.**

Interrupteur autonome alternatif système **Blondel**. — Meuble pour radiographie avec interrupteur, système **Blondel**. — Interrupteur autonome continu, modèle transportable. — Boîte d'examen de clichés, système du Dr **Belot**.— Appareil pour la radiographie des dents, système du Dr **Belot**. — Appareil de démarrage automatique pour petit moteur shunt à courant continu, système **Gallot**. — Table pour radiologie. — Appareil du Dr **Leduc** pour sommeil électrique, avec indicateur de vitesse. — Voltmètre statique mesurant jusqu'à 60000 volts pour la mesure de la différence de potentiel moyenne aux bornes d'un tube de Crookes. — Appareil d'électro-mécanothérapie, système **Truchot** avec modifications du Dr **Bergonié**. — Ondemètre médical, système de M. le Capitaine **Ferrié**. — Allumeur à distance de bec à gaz à veilleuse. — Voltmètre statique **Hartmann** et **Braun**, pour 40000 volts, gradué en degrés radiochromométriques du Dr **Bergonié**.......................... **M. G. Gaiffe.**

Chronophone : projections parlantes....................... **MM. L. Gaumont et Cie.**

Appareil destiné à montrer la propagation des ondes longitudinales et le mouvement des tranches d'air dans un tuyau. — Appareil enregistreur permettant de répéter les expériences que l'on fait généralement avec la machine d'Atwood. — Appareil permettant d'étudier la force centrifuge....... **M. P. Goasguen.**

Divers appareils de chauffage par l'électricité. — Rhéostats. — Spécimens d'appareillage spécial pour laboratoires..... **M. G. Goisot.**

Nouvel oscillographe simplifié hystérésigraphe de M. **Blondel**. **MM. Goudet et Delagrange.**

Support simple avec lunette n° 301. — Support universel n° 303. — Potentiomètre simplifié. — Pont de mesure avec appareil d'induction et téléphone. — Wattmètre double, système **Ferraris**, instrument de profil. — Wattmètre enregistreur double. — Essayeur d'isolement avec arrêt automatique. — Galvanomètre à aiguille. — Colonne de distribution avec 1 wattmètre, 1 voltmètre, 2 ampèremètres, 1 synchroniseur et lampes de phase. — Fréquencemètres nouveaux modèles. (Tous ces appareils système **Hartmann** et **Braun**.) — Diverses pièces d'appareillage électrique industriel. — Appareils électro-médicaux. — Appareils de Physique. — Appareils de chauffage électrique. — Enregistreur d'orages. — Lampe en quartz à vapeurs de mercure pour la Photothérapie. — Lampes à arc à flamme intensive.. **M. Heller (Richard-Ch.).**

Spectroscope autocollimateur, système **Fabry-Jobin**, avec mécanisme automatique pour le minimum de déviation. Chambre photographique et oculaires. Objectif : foyer $0^{m},900$. Construit pour M. **Armand Gautier**. — Spectroscope autocollimateur, système **Jobin**, avec mécanisme automatique pour le minimum de déviation. Objectif en quartz de $1^{m},50$ de foyer. 6 prismes de 30° **D** et **G**, dont 4 accouplés à 60°. Miroir en métal à miroir. Chambre photographique et oculaires. Construit pour MM. **Violle** et **Perot**. — Astrolabe à prismes de **Claude** et **Driencourt**, grand modèle. — Duplicateur de Helmholtz,

monture métallique en « partinium ». Construit pour M. **Broca**. — *Appareils interférentiels* **Perot** et **Fabry** : Appareils de mesure du mètre en longueur d'onde par MM. **Benoît**, **Fabry** et **Perot** : étalons en invar de 50^{cm} et de 6^{cm},25 ; étalons auxiliaires de 20^{mm} et 10^{mm}. — Système de transport du trait, pour la comparaison des étalons à bouts **Perot** et **Fabry** au prototype à trait du Bureau international des Poids et Mesures. — Étalon mince de **Perot** et **Fabry** sur pied universel. — Etuve de **Michelson** modifiée, pour tube au cadmium........................ **M. A. Jobin.**

Télégraphie rapide système **Pollak-Virag**.................. **M. D. Korda.**

Installation complète des rayons X avec wehnelt. — Résonateur **Oudin**. — Orthodiagraphe, modèle nouveau. — Multiplex (massage vibratoire). — Radiocorrecteur. — Boîte galvanofaradique du **Dr Petit**. — Porte-électrodes universel du **Dr Foveau de Courmelles**........................... MM. **L. Lacoste et Cie.**

Cercle azimutal réitérateur à microscope, construit par la maison **Ponthus** et **Therrode** pour les besoins du Service technique du Cadastre.............................. M. **Ch. Lallemand.**

Support de radiologie dit « applique murale » avec flexible porte-ampoule construit sur les données de M. le **Dr A. Zimmern**. — Petit meuble mobile d'électrothérapie, construit sur les données de M. le **Dr Dimier**, permettant la galvanisation, la faradisation, galvanofaradisation, endoscopie, cautère, courants sinusoïdaux et massage vibratoire. — Réducteur de potentiel pour tous les besoins de l'électrothérapie, mû par manette à came. — Appareils faradiques pour tableaux et transport à hélices fixes, avec interruptions rythmées et graduées. — Spiroconducteur de M. le **Dr A. Zimmern**, pour toutes connexions électriques, supprimant l'emmêlement des conducteurs............... M. **G. Lézy.**

Transformateur donnant 200000 volts (alternatif) alimentant soit des ampoules radiologiques, soit des appareils à haute fréquence. Huit ampoules peuvent être actionnées à la fois, sans se servir de soupapes ni d'interrupteur. — Interrupteur marchant directement sur le courant alternatif et actionnant des bobines. Avec cet interrupteur, la soupape cathodique est complètement supprimée.................. MM. **Malaquin** et **Charbonneau.**

Photographies rapides des principales vibrations de la voix parlée et chantée................................. M. **Marage.**

Appareils de chauffage à haute température. — Nouveaux modèles de fours et de brûleurs......................... M. **G. Meker.**

Appareil pour l'étude des interférences produites par un réseau limitant une lame mince, construit par M. **Pellin**.— Photographies des cannelures supplémentaires dans les spectres obtenus avec les réseaux parallèles............. M. **G. Meslin.**

Pyrhéliomètre ayant servi à la mesure de la température effective du Soleil.................................... M. **G. Millochau.**

Appareil de cours permettant de trouver expérimentalement les lois de la force centrifuge........................... M. **P. Morin.**

Appareil photographique trichrome donnant les trois épreuves simultanément avec épreuves en couleurs...... M. **C. Nachet.**

Eudiomètre perfectionné à inflammation amovible.......... M. **Ch. Noé.**

Chalumeau à combustibles liquides et oxygène pour la soudure autogène des métaux.......... M. **E. Odam.**

Soudure autogène, brasure, fusion de l'aluminium sans perte.......... MM. **Odam** et Cie.

Expériences avec le chromomètre pigmentaire.......... M. **Paraf-Javal.**

Spectrophotomètre **d'Arsonval.** — Plans types de 20^{cm} ayant figuré à l'Exposition de Milan. — Microscope de M. **L. Guillet** pour la métallographie. — Nouvel électromètre du Laboratoire de M. **Bouty.** — Appareils divers.......... M. **Ph. Pellin.**

Photographie interférentielle du spectre de la lumière de l'arc électrique avec la lumière naturelle, la lumière polarisée et sous une incidence variable; avec et sans miroir de mercure.......... M. **A. Ponsot.**

Nouveau modèle de lampe **Heraeus** en quartz fondu, facilement transportable. — Appareil de M. **Goutal** pour le dosage de l'oxyde de carbone. — Dispositif spécial de projection de M. **Frémont**.......... MM. **Poulenc frères.**

Mécanique. Locomobile en réduction pour l'enseignement professionnel. — Médecine. Spirales **Guilleminot** pour l'auto-conduction. — Fauteuil d'auto-conduction. — Condensateurs et éclateurs de haute fréquence. — Trieur de phases du D[r] **Guilleminot.** — Pince porte-ampoules universelle. — Support de tube. — Fauteuil radiographique **Radiguet.** — Pupitre électrothérapique : Transformateur, convertisseur, onduleur, réducteur. — Mesure des résistances et des intensités. — Trembleur lent. — Bobines d'induction nouveaux modèles. — Projections. Petit appareil universel. — Souffleur magnétique pour le fonctionnement normal des lampes à arc sur courant alternatif.......... MM. **Radiguet et Massiot.**

Appareil de M. **Villiers** pour le réglage précis des températures peu supérieures à la température ordinaire. — Appareil de M. **Villiers** pour la mesure précise des variations de la pression atmosphérique. — Applications aux lectures barométriques. — Tiges de verre rodées intérieurement pour thermomètres calibrés, etc. — Appareils divers.......... M. **J. Regnier.**

Baromètre enregistreur à poids. — Thermomètre enregistreur bimétallique. — Anémoscope. — Anémomètre à pointage. — Manocinémomètre enregistreur pour dynamo-frein. — Stroboscope pour la mesure des vitesses. — Enregistreurs pour l'essai des caoutchoucs. — Ampèremètre à double sensibilité automatique. — Enregistreur à papier sans fin et à marche rapide. — Appareil pour l'essai des joints de tramways. — Limiteur de courant. — Boîte de contrôle perfectionnée. — Vérascope modèle 1907. — Taxiphote court foyer : modèle mécanique et modèle optique. — Glyphoscope. — Banc stéréophotographique et banc téléstéréographique. — Projection de diapositifs vérascopiques à l'aide du taxiphote.......... M. **Richard (Jules)**

Appareil simple à sommation d'harmoniques. — Vibroscope et vibrographe.......... M. **Roubault.**

Transformateur d'intensité portatif à plusieurs étendues de mesure. — Ampoule Röntgen au tantale. — Galvanomètre

à axe pour pyromètre thermo-électrique. — Ampèremètre de précision de laboratoire avec shunts dans une boîte de transport. — Wattmètre enregistreur à champ tournant pour courant triphasé à ponts inégalement chargés, à enregistrement rectiligne.. **MM. Rousselle et Tournaire.**

Groupe électrogène à pétrole d'une puissance de 24 chevaux. — 1. La machine électrique est disposée pour constituer un frein dynamométrique permettant de mesurer le travail produit sur l'arbre par le moteur. Cet appareil, utilisé couramment pour la mesure du travail des moteurs à pétrole, peut servir à la mesure du travail de n'importe quel autre moteur. Il peut donner aussi la mesure du travail absorbé par un mécanisme quelconque mis en mouvement par la dynamo. Dans ce cas, cette dernière est alimentée par un courant électrique et devient réceptrice au lieu d'être génératrice. — 2. Le moteur à pétrole est muni d'un carburateur à réglage automatique assurant la constance du mélange combustible, quelle que soit la puissance développée. — 3. La dépense du combustible liquide est à chaque instant indiquée par un appareil donnant en litres la consommation à l'heure du moteur. Ces trois appareils ont été inventés par M. le commandant **Krebs**.............................. **Société anonyme des anciens établissements Panhard et Levassor.**

Aciers spéciaux et alliages pour la Métrologie, l'Astronomie, l'Electricité et pour tous appareils de laboratoire. — Aciers à cémentation pour pièces à surfaces dures et à âme fibreuse. — Aciers à même coefficient de dilatation que le verre, marque « Platinite », pour ampoules de Crookes, tubes de Geissler, lampes à incandescence, montures de lentilles de lunettes astronomiques, etc., etc. — Aciers à très forte dilatation et amagnétiques, marque « N. C. 4° ». — Aciers à coefficient de dilatation presque nul, marque « Invar », pour règles et fils géodésiques, pendules, résistances électriques, transmissions à distance par fils, etc., etc.. **Société anonyme de Commentry-Fourchambault et Decazeville.**

1. Balance apériodique système **Curie**, à fléau court, force 1kg, sensibilité 1mg, modèle 1907. — 2. Balance apériodique système **Curie**, à fléau court, force 500g, sensibilité 0mg,1, modèle 1907. — 3. Quartz piézoélectrique système **Curie**, avec prise de contact par ressort à boudin et mise à terre rapide, modèle 1907. — 4. Electromètre apériodique système **Curie**, modèle 1907; modification du réglage et collier de manœuvre du fil. — 5. Electroscope Curie modifié par MM. Paul **Besson** et **Cheneveau**, pour la recherche des minerais radioactifs, modèle de voyage. — 6. Modèles pour l'enseignement technique. — Turbine hydraulique. — Ascenseur. — Transporteur et accumulateur hydraulique, etc... **Société centrale de Produits chimiques.**

Four à induction pour laboratoire.............................. **Société d'Exploitation des Brevets Dolter.**

Radiosclérométre de M. **P. Villard**. — Appareil de MM. **d'Arsonval** et **Bordas** pour distillation dans le vide aux basses températures, air liquide, acide carbonique et acétone, etc. — Tube de M. le Dr **Bertolotti** pour radiographie........ **M. J. Thurneyssen.**

Bolomètre, construit par M. J. **Carpentier**. — Ondemètre, construit par M. J. **Carpentier**. — Détecteur magnétique construit à l'atelier du laboratoire de M. **Kœnigs**. — Transformateur de résonance, construit par M. **Rochefort**....... M. C. **Tissot**.

Grand condensateur absolu à anneau de garde, nouveau modèle de Mme **Curie**.................................... M. **Werlein**.

COMMUNICATIONS.

RÉUNIONS DES 3, 4 ET 5 AVRIL 1907.

MERCREDI 3 AVRIL

M. **Louis BIETTE**, Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, adjoint à l'Ingénieur en chef du Service technique du Métropolitain :

Le Chemin de fer métropolitain de Paris.

M. **René BENOIT**, Correspondant de l'Institut, Directeur du Bureau international des Poids et Mesures :

Nouvelles mesures du mètre en longueurs d'ondes lumineuses; par MM. **Benoît, Fabry** et **Perot.**

JEUDI 4 AVRIL

M. **VILLARD**. — **Le mécanisme de la décharge électrique.**

M. **Pierre WEISS**, Professeur à l'École Polytechnique de Zurich :

L'hypothèse du champ intérieur et la propriété ferro-magnétique.

VENDREDI 5 AVRIL

M. **Arthur SCHUSTER**, Professeur à l'Université de Manchester :

Quelques phénomènes électriques de l'atmosphère et leurs relations avec l'activité solaire.

SÉANCE DU 19 AVRIL 1907.

PRÉSIDENCE DE M. DESLANDRES.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 15 mars est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues Membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être Membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 3 mai.

Mlles DELFOLIE, Professeur à Lons-le-Saulnier.
MACKERIAGE (Florence), Student at the Woolwich Polytechnic, London (England).
MM. DOLTER (Henri), Ingénieur, à Paris.

MM. DUPEYRAC (Gustave), Chef du Service d'Électrothérapie à l'Hôtel-Dieu de Marseille (Bouches-du-Rhône).
DU LIGONDÈS, Colonel, à Saint-Bonnet-de-Rochefort (Allier).
NÉEL (A.-J.-H.), Ingénieur de la Société normande de gaz, électricité et eau, à Trouville (Calvados).
PARMAN (Maurice), Observatoire de Chevreuse, à Jagny, par Dampierre (Seine-et-Oise).
PONTIGGIA (Louis), Ingénieur, Directeur de l'Association des Industriels d'Italie, à Milan (Italie).
POURCEL, Professeur au Lycée de Montauban (Tarn-et-Garonne).
SCHWEIDLER (Egon Ritter VON), Dr Phil., Professeur à l'Université de Vienne (Autriche).
WERTHEIM SALOMONSON (J.-K.-A.), Professeur de Neuropathologie et d'Électrothérapie à l'Université d'Amsterdam (Hollande).

M. le PRÉSIDENT annonce en ces termes la mort de M. BERTHELOT, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences, Membre honoraire de la Société :

« Depuis notre dernière réunion, la Société de Physique a fait une perte irréparable en la personne de l'un de ses anciens présidents, une des gloires les plus incontestées de la Science française, Marcelin Berthelot. Vous connaissez tous les circonstances émotionnantes de sa mort si belle et si touchante.

» C'était le plus grand chimiste de France et l'un des plus illustres savants du monde entier. Par ses découvertes sur la synthèse organique, il a créé une nouvelle chimie des êtres vivants: ses travaux sur l'éthérification ont été, avec les recherches de Sainte-Claire Deville sur la dissociation, l'origine de toute la Mécanique chimique moderne.

» Esprit encyclopédique, chercheur passionné, il avait abordé avec une égale ardeur les problèmes les plus variés de la Philosophie et de la Science. Par ses études de Thermochimie, il s'était classé au nombre des véritables physiciens. Il était, du reste, entré à l'Académie des Sciences dans la Section de Physique.

» Ses généralisations hardies ont parfois surpris des savants habitués à une marche plus prudente. C'est le propre du génie d'apercevoir d'un coup d'œil ce que des esprits moins profonds ne reconnaissent qu'au prix d'efforts prolongés. Clausius, Sainte-Claire Deville, Pasteur n'ont pas procédé autrement dans les découvertes qui ont à jamais immortalisé leur nom.

» Les perfectionnements apportés par Berthelot aux méthodes calorimétriques sont découlés de la vue très nette que les incertitudes des expériences antérieures résultaient exclusivement de l'insuffisance de la correction de refroidissement. Il a apporté à ces mesures un accroissement de précision incontesté.

» Son principe de l'état initial et final est, quoi qu'on en ait pensé parfois, une application absolument rigoureuse du principe de conservation de l'énergie aux conditions particulières des mesures thermochimiques.

» Enfin, son principe du travail maximum, si âprement discuté, se vérifie dans le plus grand nombre des applications expérimentales. Peut-être un jour la réserve relative à l'intervention des énergies étrangères recevra-t-elle une définition aussi précise que la réserve de Clausius relative à l'absence de compensation dans le transport de la chaleur, rendant ainsi au principe général toute sa rigueur.

» De toute façon, le champ défriché par Berthelot sur ce domaine particulier de la Thermochimie a été éminemment fertile. Les éditions successives de son Ouvrage sur la Mécanique chimique suffisent à donner la preuve matérielle des services rendus par ses études à la Science et à l'Industrie.

» Esprit profondément indépendant, travailleur désintéressé, il a laissé

un noble exemple utile à mettre sous les yeux de ses continuateurs et glorieux pour la Science française. »

M. le Président signale le succès complet de la réunion de Pâques de la Société de Physique. Le nombre des billets de chemins de fer demandé par les Membres de province a dépassé de 70 celui de l'année précédente. Il tient à cette occasion à renouveler les remercîments de la Société aux Directeurs des Compagnies de chemins de fer qui ont, comme les années précédentes, facilité le voyage à Paris de nos confrères de province.

Des remercîments tout particuliers doivent être adressés à M. Bienvenue et à son collaborateur, M. Biette, pour la visite des travaux du Métropolitain, qui n'a pas été une des moindres attractions de notre réunion. La conférence de M. Biette précédant la visite des travaux en a beaucoup accru l'intérêt, elle a eu un succès général.

De nombreux conférenciers ont bien voulu apporter leur concours aux réunions de la Société et en augmenter ainsi l'éclat. Le professeur Arthur Schuster a pris la peine de venir de Manchester pour nous parler de ses travaux. Nous tenons à lui en exprimer notre plus vive reconnaissance. MM. Benoît, Villard, Pierre Weiss ont eu le succès auquel ils sont habitués dans les Communications qu'ils font aux séances ordinaires de la Société.

Il serait trop long de reprendre l'énumération des nombreux et intéressants appareils présentés à notre exposition; tous les Membres de la Société les ont vus. Rappelons seulement le chronophone à projections parlantes, de M. Gaumont, et le télégraphe rapide Pollak-Virag, présenté par M. Pollak.

Des remercîments spéciaux doivent être adressés :

A M. le Commandant Krebs, pour avoir bien voulu nous faire prêter, par la Société anonyme des établissements Panhard et Levassor, un groupe électrogène de 24 chevaux;

A la Société pour le Travail électrique des métaux, qui a mis à notre disposition une puissante batterie d'accumulateurs;

A M. Cance, qui depuis plus de vingt ans nous prête son concours pour l'éclairage des salles d'exposition;

A M. Richard Heller, qui a contribué à l'éclairage des salles en nous prêtant un certain nombre de lampes à arc.

Si nous avons commencé par adresser nos remercîments aux personnes avec lesquelles nos rapports sont les moins fréquents, nous n'oublions pas toute la reconnaissance que nous devons à notre agent général M. Sandoz, au zèle et à l'intelligente activité duquel nous devons rapporter en grande partie le succès de nos expositions annuelles.

Le Secrétaire général a l'honneur de rappeler qu'un fonds s'élevant actuellement à 1800fr est disponible pour encourager les recherches d'ordre physique, chimique ou mathématique pouvant se rattacher à la figuration électrochimique des lignes équipotentielles (voir *Journal de Physique*, 2e série, t. I, 1882, p. 205, 483).

M. Bouty présente à la Société, au nom de MM. Mathias et Baillaud, le Tome VII des *Mémoires de l'Observatoire astronomique de Toulouse*.

Ce Volume de 600 pages est entièrement rempli par un très important Mémoire de M. Mathias : *Sur le magnétisme terrestre*. Non seulement ce Mémoire réunit les observations de quinze années, tant sur la valeur absolue des éléments magnétiques à Toulouse que sur la distribution de

ces éléments dans 176 stations de la région sud-ouest de la France, réparties dans douze départements contigus; ces éléments bruts ont été coordonnés, discutés; de nouvelles méthodes, mises en œuvre dans ce but, se sont montrées assez fécondes pour qu'un travail qui, dans le principe, n'aspirait qu'à fournir une carte magnétique régionale ait donné, par surcroît, des formules applicables à la France entière et, en modifiant convenablement les coefficients, à l'Angleterre et à la Hollande.

Dans la première partie du Volume, M. Mathias étudie, pour chacun des éléments du magnétisme terrestre, la différence Toulouse—Parc de Saint-Maur, et il est assez heureux pour établir que cette différence présente la période undécennale des taches solaires, période déjà antérieurement reconnue sur la valeur absolue des éléments en un lieu donné. M. Mathias se rallie à l'hypothèse formulée par M. Marchand et d'après laquelle l'action du Soleil sur le magnétisme terrestre dépend, non des taches ou des pores eux-mêmes, mais de régions beaucoup plus étendues de la surface solaire, dont l'activité nous est manifestée par la production de ces pores ou taches.

M. Mathias insiste, dans la seconde Partie, sur l'intérêt qu'il y a, pour la meilleure utilisation des cartes régionales, à y inscrire, non les valeurs absolues des éléments à une date donnée, mais seulement les différences de ces éléments par rapport aux mêmes éléments, dans une station de référence placée vers le centre de la Carte. Ces différences ne présentent, en effet, que des variations séculaires insignifiantes, tout au moins dans une région peu étendue.

La partie la plus importante du travail de M. Mathias est, à coup sûr, celle où il s'attache à trouver des formules empiriques, représentant la distribution des éléments magnétiques dans une région de grande étendue, comme la France par exemple. Pour cet objet, M. Mathias a trouvé un matériel très important et très précieux dans les innombrables mesures qui ont conduit M. Moureaux à la construction de ses belles Cartes magnétiques de la France.

M. Mathias insiste sur la nécessité de faire un choix entre toutes les stations auxquelles se rapportent les observations. Dans un pays relativement peu accidenté, comme la France, les anomalies magnétiques sont relativement rares et peu importantes. Cependant, si l'on ne met point à part les stations qui en sont affectées, on introduit dans les formules empiriques des éléments perturbateurs qui peuvent, à quelque degré, masquer les traits généraux de la distribution étudiée.

Il faut donc s'attacher à chercher des formules linéaires, régionales et provisoires, permettant d'écarter tout de suite les stations les plus irrégulières. On calcule ensuite de proche en proche des formules paraboliques qui excluent encore d'autres stations et s'étendent à tout l'ensemble d'un pays. La masse énorme des calculs définitifs n'aurait pu être réalisée par une seule personne. Elle a été faite, sous la direction de MM. Baillaud et Mathias, par le personnel du bureau des calculs de l'Observatoire de Toulouse.

Ajoutons que la revision ultérieure des stations écartées comme anormales a permis d'inaugurer l'étude de la relation des anomalies magnétiques avec la constitution géologique du sol. Les terrains de sédiment déposés en eau profonde, comme les terrains jurassiques par exemple, ne présentent que peu d'anomalies. Elles sont beaucoup plus fréquentes dans les terrains azoïques ou dans des terrains de sédiment fortement remaniés comme les terrains de trias.

M. Mathias a prouvé que l'altitude n'exerce, par elle-même, qu'une influence extrêmement minime. Il a réalisé, non sans de grandes difficultés, des mesures comparatives dans la région de Padirac, au niveau du sol, et au fond de l'abîme, etc.

En résumé, le travail très pénible entrepris par M. Mathias n'a pu être mené à bonne fin que grâce à une ténacité et à une énergie à toute épreuve. Il a été fécond en résultats. On doit une grande reconnaissance à M. Mathias pour l'avoir exécuté et à M. Baillaud pour l'avoir provoqué, et pour y avoir apporté un concours actif, particulièrement pour l'obtention des formules définitives.

Le transport des ions et l'existence des hydrates; par M. Jean Perrin. — On sait que beaucoup de solutions laissent déposer des composés définis cristallisés contenant, pour un nombre entier et petit de molécules du solvant, un nombre entier et petit de molécules du corps dissous. Tel est le cas pour l'eau (hydrates), pour le mercure (amalgames), etc.

Beaucoup de ces combinaisons sont particulièrement instables et ne donnent pas de composés de substitution. Aussi laisse-t-on le dissolvant en évidence dans la formule : personne, par exemple, n'écrira $SO^{14}Na^{2}H^{20}$ comme formule du sulfate de sodium à 10^{mol} d'eau. C'est en partie à cause de ces composés qu'on a créé l'expression de *combinaisons moléculaires*, supposant par là de façon confuse que deux genres différents de liaisons peuvent exister entre atomes dans les combinaisons chimiques. Ce langage n'est d'ailleurs pas accepté par tous les chimistes.

D'autre part, l'existence hypothétique de molécules d'hydrates en solution aqueuse a été plusieurs fois invoquée en faveur de théories que cette hypothèse permettait de concilier avec l'expérience. C'est ainsi que, avant de tenir compte d'une *dissociation en ions* des électrolytes, on pouvait étendre les énoncés de Raoult aux solutions salines, à condition d'admettre qu'une partie de l'eau, combinée en sel, ne devait pas compter comme dissolvant.

Cette hypothèse artificielle a été reprise récemment sous une forme peu différente pour expliquer l'écart certain qui subsiste pour certains sels entre les faits et les lois de Raoult, même quand on tient compte d'une dissociation en ions. Biltz et Jones se sont âprement disputé le mérite d'avoir songé à regarder comme combinée aux ions (*hydrates d'ions*), et par suite non dissolvante, une quantité d'eau d'ailleurs calculée précisément par la condition que les lois de Raoult se retrouvent vérifiées.

Il faut reconnaître que, si l'on admet l'existence de molécules d'hydrates, il est raisonnable d'admettre que les ions formés par rupture de la molécule se partagent l'eau qu'elle contenait et sont par suite hydratés. De plus, et indépendamment de l'eau ainsi liée chimiquement aux ions, il est raisonnable d'admettre, par analogie avec ce qu'on sait sur la façon dont les ions d'un mélange gazeux servent de centres de condensation aux molécules d'eau, que chaque ion entraîne avec lui, par attraction électrique, un cortège de molécules d'eau.

J'ai cherché si la discussion des phénomènes d'électrolyse ne permettait pas de calculer le nombre de molécules d'eau ainsi entraînées par chaque ion, que ce fût par liaison physique ou chimique.

J'ai vu, d'abord, qu'il y avait lieu d'augmenter la précision des raisonnements par lesquels on déduit de l'expérience l'existence, la nature et les *vitesses* des divers ions.

En particulier, les divers auteurs qui ont calculé, à partir de l'expérience, le quotient des vitesses des deux ions d'un électrolyte n'ont pas explicité si ces vitesses étaient comptées par rapport au récipient, par rapport aux molécules neutres du dissolvant, ou par rapport à tout autre système. En revisant leurs calculs, on trouve le système de référence qu'ils ont implicitement choisi, et qui n'est pas forcément immobile par rapport aux molécules neutres du dissolvant.

On peut aller plus loin si l'on admet, comme on fait généralement, que le quotient des vitesses par rapport aux molécules neutres, dans un même

champ, reste à peu près le même tant que la solution reste *étendue*. On peut alors calculer le degré d'hydratation des divers ions.

Je m'attendais à une hydratation notable. Or, il est remarquable que, faisant ces calculs, on trouve le résultat simple que le nombre de molécules d'eau charriées par chaque ion se réduit à o, dans les limites de précision des analyses.

Il n'y a donc pas d'hydrates d'ions. Ceci crée dès lors une forte présomption pour qu'il n'y ait pas non plus de molécules d'hydrates. Les hydrates cristallisés seraient des empilements réguliers de molécules contenant forcément, par suite de la structure triplement périodique du cristal, un nombre entier et petit de molécules du dissolvant pour un nombre en ier et petit de molécules de corps dissous : ce qui explique les formules simples de ces hydrates.

En accord avec cette conception, les cristaux des hydrates (tel le gypse) possèdent les cinq bandes d'absorption de l'eau dans l'infrarouge, alors que les cristaux de brucite [$Mg(OH)^2$], où l'on sait par ailleurs que l'eau est chimiquement combinée, ne les possèdent pas.

Diverses généralisations se font aisément. En particulier, si l'on se rappelle que les métaux purs sont mono-atomiques, on sera porté à penser que deux atomes de métal ne se soudent pas facilement et l'on doutera qu'il existe des molécules correspondant, par exemple, aux huit amalgames cristallisés de potassium dont on a reconnu l'existence. Plus généralement, il est probable que les alliages, même à l'état cristallisé, sont des empilements réguliers, mais non pas de véritables combinaisons. Du même coup disparaissent les difficultés soulevées par ces composés, au point de vue de la saturation des valences.

Mesures du phénomène de Zeeman sur les raies bleues du zinc; par MM. P. Weiss et A. Cotton. — Les raies étudiées ont été les trois raies de longueurs d'onde 4810, 4722, 4680, à chacune desquelles correspond une série secondaire. Le but du travail était d'abord de voir si l'effet Zeeman variait proportionnellement au champ (pour la raie 4810, Reese, puis Kent, avaient signalé des écarts atteignant 30 pour 100 avec cette loi simple) et, en second lieu, de faire une mesure absolue du phénomène en déterminant les valeurs en gauss des champs employés. (La détermination de Färber, dont les résultats ont été généralement admis, n'a pas été reprise, et les champs qu'il employait ne dépassaient pas 24000.)

Ces recherches ont été faites en utilisant un gros électro-aimant que M. Weiss a fait construire pour l'Institut de Physique du Polytechnicum de Zürich. M. Cotton projette une photographie de cet instrument, dont la description détaillée paraîtra prochainement; il indique comment, grâce à la réduction progressive de la section du circuit magnétisant, M. Weiss a pu accroître l'intensité d'aimantation des pièces polaires précédemment obtenue : ce principe peut être appliqué à des instruments existants; de cette façon, M. Sève a pu améliorer notablement un électro-aimant ancien (modèle de Ruhmkorff).

La distance entre les disques (diamètre 10^{mm}) terminant les pièces polaires n'a pu être réduite au-dessous de $4^{mm},45$ par suite des difficultés que l'on rencontre lorsqu'on cherche à photographier les raies d'une étincelle très courte placée dans un champ intense : aussi les champs employés ont varié seulement de 25575 à 35980. Ces champs ont été mesurés avec soin en les comparant par la méthode balistique à un champ de comparaison plus étendu et très uniforme. Ce dernier a été mesuré lui-même par deux procédés différents : d'abord par une balance électromagnétique dont une photographie est projetée (modèle construit par W.-G. Weber à Zürich), puis par une bobine d'aire connue et un balistique étalonné. Ces deux méthodes ont donné respectivement pour ce champ de comparaison 19700 et 19660,

et les champs utilisés réellement ont pu être mesurés à moins de $\frac{1}{200}$ près.

Les clichés ont été obtenus avec un réseau concave de Rowland de 86^{mm} de largeur, dans le troisième et le quatrième spectre, particulièrement intenses. (M. Cotton projette des agrandissements de deux de ces clichés montrant les diverses composantes.) Ils ont été mesurés par les deux observateurs d'une façon tout à fait indépendante [en utilisant notamment un microscope à platine micrométrique, muni d'un réticule *très fin* (trait tracé sur une glace) ne masquant pas les composantes à mesurer]. Les nombres concordants ainsi obtenus ont fourni les résultats suivants :

1° L'effet Zeeman pour ces raies varie, dans les limites indiquées, proportionnellement au champ. Le résultat contraire de Reese et Kent s'explique simplement en tenant compte des intensités relatives des composantes latérales que ces physiciens n'avaient pas séparées. Ces intensités décroissent rapidement à partir du centre, et, si la pose est insuffisante, les composantes extrêmes n'apparaissent pas sur les clichés.

2° Les résultats relatifs à la place des diverses composantes sont tout à fait en accord avec les règles simples indiquées par Runge et Paschen dans leurs beaux travaux sur les relations de l'effet Zeeman avec les séries de raies.

3° Si l'on appelle $\delta(\lambda)$ l'écart entre les deux composantes latérales de la raie 4680 (qui donne un triplet pur) ou bien entre les composantes extrêmes des deux raies 4722 et 4810, on obtient, pour la valeur de la constante K qui définit la valeur du changement magnétique des raies des deuxièmes séries secondaires du zinc, la valeur suivante :

$$K = \frac{\delta(\lambda)}{\mathcal{H}\lambda^2} = 1,875 \times 10^{-4} \ (\lambda \text{ en cm}, \ \mathcal{H} \text{ en gauss}),$$

avec une erreur relative ne dépassant pas 1 pour 100.

(Färber avait trouvé $1,813 \times 10^{-4}$. Les champs plus faibles qu'il employait avaient été mesurés en prenant comme intermédiaire une spirale de bismuth : une erreur de 1°,5 sur la température de la spirale suffirait pour expliquer le désaccord.)

Le résultat précédent peut être utilisé à la mesure, par le procédé indiqué par Zeeman, d'un champ non uniforme en ses différents points (photographie d'une raie avec un spectroscope sans astigmatisme et mesure de l'écart entre les composantes aux différents points du cliché). Il présente un intérêt théorique évident, notamment au point de vue de la théorie des électrons. Si l'on applique au triplet pur 4680 la théorie élémentaire de Lorentz, on en déduit pour le rapport de la charge d'un électron à sa masse

$$\frac{e}{m} = 2\pi v K = 3,534 \times 10^7,$$

et la valeur ainsi trouvée est valable, non seulement pour les séries secondaires du zinc, mais aussi pour toutes les raies correspondantes du cadmium, du magnésium, du mercure, du strontium, étudiées par Runge et Paschen. Elle est bien du même ordre de grandeur que celle ($1,878 \times 10^7$) admise aujourd'hui à la suite de mesures concordantes sur les rayons cathodiques, mais ne présente avec celle-ci aucune relation numérique simple.

M. Jean Perrin observe qu'on paraît être à peu près au bout de ce qu'on peut donner comme peine et habileté pour avoir un champ magnétique

intense avec un électro-aimant. On a vu qu'on obtenait péniblement ainsi 30000 gauss dans un centimètre cube. Il serait évidemment plus commode d'en avoir cent mille, ou mieux un million dans un décimètre cube. Or, il n'est peut-être pas inutile de dire que cela n'est pas irréalisable. On y arriverait en renonçant au noyau de fer (qui devient de moins en moins utile) et en construisant un solénoïde suffisant. Les spires seraient refroidies par de l'air liquide. Des calculs très simples montrent qu'un sacrifice de quelques millions de francs suffirait pour obtenir un million de gauss. La chose sera donc facile du jour où elle sera jugée assez importante.

Or il n'existe pas d'écran dans le champ magnétique, et le phénomène de Zeeman montre déjà que la structure intime de l'atome est sensible à ce champ. Champ électrique ou radiations agissent au contraire très peu, en sorte qu'un champ magnétique puissant apparaît comme le seul moyen efficace que nous ayons d'agir profondément sur la matière. On pourrait espérer, par exemple, accélérer ou ralentir les transmutations spontanées des atomes.

Bref, il est désirable de créer dès maintenant un courant d'opinion dans ce sens, et, sitôt que possible, à titre d'essai, de réaliser 100000 gauss dans un espace notable.

Radio-pyromètre à dilatation ; par M. C. Féry. — Cet appareil est basé sur la loi de Stéfan (radiation totale) ; il indique la température d'un four par l'échauffement obtenu en amenant l'image du four sur une spirale bimétallique spéciale et très sensible.

La dilatation de cette bilame, enregistrée par l'aiguille qu'elle fait mouvoir sur un cadran porté par l'appareil, est proportionnelle à la quatrième puissance de la température absolue du four (Stéfan).

La concentration des rayons calorifiques est obtenue au moyen d'un miroir concave doré à la surface; l'appareil se présente donc sous la forme d'un télescope.

Un système de mise au point identique à celui employé dans les pyromètres thermo-électriques à radiation (1) est employé ici : la mise au point étant correcte lorsque l'image du corps radiant visé ne semble pas dédoublée.

On a également appliqué à cet appareil le dispositif n'utilisant qu'un angle constant du faisceau convergent du miroir, ce dispositif rend les indications indépendantes de la distance.

Calorimètre enregistreur thermo-électrique pour les gaz et liquides combustibles ; par M. C. Féry. — Le principe de cet appareil consiste à évaluer les calories, dégagées par la combustion du gaz ou du liquide, par les millivolts fournis par une pile thermo-électrique spéciale chauffée par un brûleur utilisant le combustible en étude.

L'appareil se compose de deux verres à gaz, réunis à leur partie inférieure par un tube métallique en U. Le brûleur fonctionne dans un de ces tubes, l'appel d'air se faisant par l'autre.

Les deux verres de lampe sont fermés par deux quadrillages métalliques analogues à ceux utilisés dans le brûleur Méker dont la description a été donnée ici même (2).

Sur le centre de ces deux quadrillages, sont soudées les extrémités d'une lame de constantan; on réalise ainsi, en fermant le circuit sur un galvanomètre, un couple thermo-électrique constantan-cuivre, l'une des soudures

(1) *Comptes rendus des séances de la Société de Physique,* année 1904, p. 32.
(2) *Comptes rendus des séances de la Société de Physique,* année 1905, p. 13.

étant continuellement chauffée par les produits de la combustion, et l'autre, maintenue au contraire à la température ambiante par l'appel d'air qui se produit au travers des mailles du quadrillage.

Si le brûleur, dans le cas des gaz combustibles, est muni d'un régulateur de débit, et si on l'attelle à un *galvanomètre enregistreur,* la courbe tracée donne les variations du pouvoir calorifique pendant la durée de l'enregistrement. L'appareil est étalonné avec de l'hydrogène pur.

Si au contraire la pile thermo fait tourner un compteur électrique, le rapport des indications de ce compteur à celles d'un compteur à gaz (remplaçant le régulateur de débit), ou du poids brûlé pendant le même temps pour les liquides, est proportionnel au pouvoir calorifique.

SÉANCE DU 3 MAI 1907.

PRÉSIDENCE DE M. H. LE CHATELIER.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 19 avril est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues Membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être Membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 17 mai.

MM. DUCRET (Pierre), à Dunkerque.
GRORGER (Albert), Ingénieur, à Noyelles-Godault (Pas-de-Calais).
WAIDNER (Ch.-W.), Ph. Dr Associate Physics Bureau of Standards, Washington, D. C. (Etats-Unis).

Balances et navires auto-amortis; par M. V. CRÉMIEU. — Si l'on place dans l'intérieur d'un système oscillant quelconque un pendule, oscillant lui-même autour d'un axe coïncidant avec celui du système extérieur, on dispose ainsi d'une direction fixée dans l'espace, avec un couple déterminé.

On peut utiliser cette direction fixe pour produire des mouvements d'un liquide entourant le pendule intérieur. La viscosité du liquide ainsi mise en jeu amortira les mouvements oscillatoires du système, sans que les effets capillaires ou des poussées viennent modifier l'équilibre.

Ce système a d'abord été appliqué aux balances; il fonctionne bien pour de faibles sensibilités. Pour les hautes sensibilités, on rencontre des difficultés qui ne sont pas encore résolues.

Pour les navires, très analogues aux balances, le système s'applique aussi très bien.

Le modèle de navire qui fonctionne devant la Société de Physique est amorti de telle façon que son coefficient de décroissement en eau calme, dont la valeur normale est égale à 0,02, se trouve, avec les amortisseurs, porté à 0,3.

Un roulis sur houle synchrone, faisant 8° au point d'inflexion, se trouverait ainsi réduit de 24° à 5°,5.

Terrains polygonaux des contrées polaires; par M. Ch.-Ed. GUILLAUME. — Plusieurs explorateurs ont signalé la structure polygonale des terrains d'alluvion des contrées polaires, coupés par des fissures qui limitent des

figures fermées dans lesquelles les hexagones prédominent. Nordenskjöld en fait mention dans ses Ouvrages, et l'*Expédition suédo-russe pour la mesure d'un arc de méridien au Spitzberg* les a décrits avec quelques détails.

Au cours de la récente croisière au Spitzberg, organisée par M. Louis Olivier, directeur de la *Revue générale des Sciences,* M. Guillaume a été très frappé par l'aspect de ces terrains, dont il a pris quelques photographies. Il les a vus notamment dans le fond d'Oce Fjord, le plus grand golfe du Spitzberg, situé vers le soixante-dix-huitième degré de latitude. Ces terrains s'étendent entre la mer et les premières pentes des montagnes ; ils sont à peu près horizontaux, formés de sables argileux, stériles ou recouverts de saxifrages. Les polygones ont un diamètre de l'ordre de $0^m,30$; les fissures ont quelques millimètres de largeur, et semblent atteindre une profondeur d'une vingtaine de centimètres. A cette profondeur, le terrain est encore gelé à la fin de juillet.

M. Guillaume pense qu'on peut appliquer à la formation des fissures la théorie des tourbillons étudiés par M. H. Bénard. Au moment de la fonte des neiges, les terrains, gorgés d'eau, forment une sorte de boue liquide, dans laquelle de lents mouvements sont possibles. La température de la surface est comprise entre 0° et 4°, tandis que celle du fond est voisine de 0°. L'eau de la surface a donc une tendance à tomber et se trouve dans les conditions où des tourbillons peuvent se former.

Comme appui à cette théorie, M. Guillaume mentionne l'observation, faite par M. P. Hastier, suivant laquelle certains polygones semblent fertiles et d'autres stériles dans toute leur étendue. On en conclurait que chacun d'eux forme bien une cellule isolée, dans laquelle la surface peut être entièrement fertile ou stérile, suivant la nature du terrain (tourbeux ou argileux) trouvé à une faible profondeur.

M. Guillaume tient toutefois à donner, sous toutes réserves, la théorie qui précède. N'ayant séjourné que fort peu de temps dans la région des terrains polygonaux, et n'ayant pensé que plus tard à leur théorie, il n'a pas pu rassembler les observations qui auraient pu la contrôler. Dans l'idée des voyageurs des contrées boréales, les terrains fissurés qu'on y rencontre ne ressemblent pas aux terrains argileux craquelés de nos contrées, et le simple desséchement ne suffit pas pour expliquer leur structure.

Il serait particulièrement intéressant d'observer ces terrains au printemps, à l'époque où l'existence des tourbillons pourrait être vérifiée.

Rendement acoustique du téléphone et sensibilité absolue de l'oreille; par M. Henri Abraham. — Les courants électriques fournis par la ligne font vibrer la membrane du téléphone, et une partie de l'énergie de ces vibrations pénètre dans l'oreille.

Quel rapport y a-t-il entre l'énergie utilisée par l'oreille et l'énergie fournie par la ligne?

On a une évaluation *par défaut* de la puissance électrique dépensée, en multipliant la résistance de l'appareil par le carré de l'intensité du courant.

On peut, d'autre part, obtenir une évaluation *par excès* de l'énergie utilisée par l'oreille, en calculant l'énergie disponible dans les vibrations de la membrane : le rapport de ces deux quantités sera une limite supérieure du rendement cherché.

Si l'on suppose qu'il n'y a aucune résonance, les équations du mouvement de la membrane sont du type

$$Ax + B\frac{dx}{dt} = C \sin \omega t.$$

Le maximum de puissance est alors, comme on le sait,

$$\frac{C^2\omega}{4A}.$$

Les quantités à déterminer sont donc : le déplacement de la membrane sous l'action du courant proposé, et la forme élastique correspondante.

2. Les mesures, qui sont purement *statiques*, ne présentent aucune difficulté particulière; l'auteur rappelle, à ce sujet, les expériences d'interférences de Cauro.

Un téléphone de sensibilité courante a donné :

Résistance de l'appareil................	13 ohms.
Intensité du courant...................	$\frac{1}{300}$ ampère.
Déplacement de la membrane.........	$\frac{1}{2}$ micron.
Force élastique correspondante........	100 dynes.

On en déduit que, pour un courant de 200 périodes, dont l'intensité maxima serait de $\frac{1}{300}$ ampère, les puissances mises en jeu seraient :

Puissance électrique.....	700 C.G.S. (*par défaut*)
Puissance mécanique	1 C.G.S. (*par excès*)

Le meillleur téléphone ne transmet pas à l'oreille la millième partie de l'énergie fournie par la ligne.

3. Les mesures qui viennent d'être rappelées, rapprochées de l'estimation du courant minimum nécessaire pour faire parler le téléphone, permettent de se faire une idée de l'extraordinaire sensibilité de l'oreille.

Des mesures directes ont montré à l'auteur que l'oreille perçoit des variations de pression dont l'amplitude est mesurée par $\frac{4}{10000}$ de micron de mercure. Cette valeur est notablement plus faible que la limite indiquée par Lord Rayleigh; elle est, au contraire, assez voisine de celle qu'a trouvée Max Wien.

Sur un nouveau procédé de réglage des tubes à rayons X; par M. G. Berlemont. — La question de réglage des tubes à rayons X étant des plus importantes au point de vue médical, puisque, suivant les malades à traiter, on a besoin d'employer des rayons plus ou moins pénétrants, j'ai continué à chercher la solution de ce problème et je me suis arrêté pour le moment à un système dont l'application m'a paru pratique. Ce procédé permet non seulement de mollir le tube lorsqu'il est trop dur, mais encore de le durcir à volonté rapidement, ce qui n'avait pas encore été rendu pratique, et ceci sans l'intervention d'aucun accessoire.

En plaçant dans le champ cathodique une tige d'aluminium convenablement préparée, si l'on relie cette tige à la cathode et que l'on fasse passer dans le tube un faible courant pendant 2 ou 3 minutes, le tube devient très dur et se maintient dans cet état; si, au contraire, on relie la tige à l'anode en laissant fonctionner le tube normalement, il mollit graduellement; ce moyen assez lent permet donc de ramener un tube trop dur à l'état voulu, sans crainte qu'il devienne trop mou.

Comme exemple, un même tube, après 50 heures de marche dans les deux sens, devenu dur et donnant au spintérémètre 15^{cm} d'étincelle équivalente, en 10 minutes est ramené à 6^{cm}.

En sens contraire, de 2^{cm} d'étincelle équivalente après 6 minutes de fonctionnement, le tube revient à 10^{cm}.

Dans le cas de durcissement du tube, la tige d'aluminium reliée à l'anode et servant d'anode, lui-même s'échauffe et dégage de l'hydrogène dans le vide; bien préparé, cet aluminium dégage 10 pour 100 plus que son volume d'hydrogène (méthode de Dumas), ce qui peut permettre de dire que ce système peut marcher tant que durera l'aluminium, le dégagement nécessaire à la régénération du tube étant très faible; lorsque, au contraire, on veut durcir le tube, la tige étant reliée à la cathode, il se produit une absorption de l'hydrogène par cette tige; ceci dû à des phénomènes physiques qu'il ne m'a pas été permis de définir.

M. P. Villard rappelle à ce sujet qu'en 1897 il a présenté à la Société un régénérateur d'ampoules qui se composait également d'une électrode auxiliaire en aluminium ou en magnésium, et permettait de mollir ou de durcir à volonté l'ampoule qui en était munie. Ce dispositif a figuré pendant plusieurs années, sous le nom de *compensateur de vide*, dans le catalogue de la maison Chabaud; il a été peu après complètement abandonné, les praticiens ayant fait justement observer que la faible provision de gaz contenue même dans le magnésium était absolument disproportionnée avec les exigences d'un service intensif, et qu'un véritable *robinet* serait nécessaire.

L'auteur ne voit d'ailleurs aucun inconvénient à ce que M. Berlemont fasse usage de ce régénérateur et apporte à cet appareil les perfectionnements qu'il jugera nécessaires.

SÉANCE DU 17 MAI 1907.

PRÉSIDENCE DE M. H. LE CHATELIER.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 3 mai est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues Membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être Membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 7 juin.

MM. Blanchet (Arthur), Ingénieur, à Paris.
Grassot (Émile), Chef des Travaux à l'École de Chimie et de Physique industrielles de la Ville de Paris.

MM. Sawtelle (W.-O.), Massachusetts Institute of Technology, the Physical Laboratory of Harvard University, Cambridge, Mass. (U. S. A.).
Stefanelli (Pietro), Dottore in Fisica, Professore nel Liceo di Galatina (Lecce, Italie).
Valbreuze (Robert de), ancien Officier du Génie, Ingénieur électricien, Secrétaire de la rédaction de l'*Eclairage électrique*, Administrateur délégué de la Société de construction de véhicules automobiles, à Paris.

Expériences de capillarité; par M. H. Ollivier. — Les gouttes d'eau de moins de 10^{mm^3} qui s'échappent d'un orifice percé dans une paroi enduite de cire, puis enfumée, sont de volume constant; elles ne présentent pas, comme les grosses gouttes, de ligament visible, ni de goutte satellite. Le ménisque restant en arrière est de volume négligeable; il n'y a plus à distinguer la goutte tombée de la goutte totale.

Leur volume est donné par la loi de Tate corrigée de la pression hydro-

statique; il diminue quand la durée de formation descend au-dessous de 1 ou 2 secondes. Toutes les complications qu'on rencontre dans l'étude des gouttes disparaissent par l'emploi des petites gouttes.

Propriétés nouvelles des petites gouttes. — 1° La formation des gouttes à un orifice très petit et non mouillé présente deux périodes : une période d'attente θ_1 après laquelle la goutte perle brusquement; une période de grossissement lent θ_2 après laquelle la goutte tombe. $\theta_1 = 0$ si l'appareil est rigide et sans fuite. Si le liquide est en contact avec un corps élastique de volume v, θ_1 est proportionnel à v et au coefficient d'élasticité du corps. On met ainsi en évidence non seulement la compressibilité des gaz, mais encore celle des liquides et des solides. On peut par exemple mesurer par ce procédé le coefficient de compressibilité de l'eau, comprimée par la pression capillaire d'une petite goutte. (Voir *Ann. Ch. Ph.*, février et mars 1907.)

2° *Phénomènes de rejaillissement.* — Une goutte d'eau qui frappe une surface solide ne rejaillit que dans un seul cas : celui où la surface n'est pas touchée par l'eau (surfaces enduites de noir de fumée, d'anhydride arsénieux, etc.). Pour les petites gouttes le phénomène se réduit à une subdivision de la goutte en deux gouttelettes dont la plus petite est projetée très haut suivant la direction de la normale. Le phénomène est régulier; les gouttes projetées suivent des trajectoires toujours les mêmes, indépendantes de la nature de l'enduit pulvérulent. On peut s'en servir pour apprécier de faibles changements dans la composition des liquides de grande tension superficielle. Pour une hauteur de chute donnée, la hauteur atteinte par la goutte qui rejaillit donne la valeur de la tension superficielle vraie, et non pas celle que l'on mesure par les méthodes statiques : la différence est très notable avec les solutions colloïdales (oléates).

Quand on fait varier la hauteur de chute, la hauteur de rejaillissement passe par une série de maxima et de minima qui correspondent aux espaces parcourus par la goutte pendant les périodes successives de sa vibration.

[*Expérience,* par MM. H. Ollivier et Pierre Sève. — En formant les gouttes dans un champ magnétique et en les recevant sur un plan enfumé placé hors du champ, on constate que, si la goutte est diamagnétique (eau pure), elle donne le même rejaillissement que si elle tombait d'une hauteur plus grande (et en effet sa vitesse est augmentée au sortir du champ). C'est l'inverse si elle est magnétique.]

Chronophotographies. — Les chronophotographies représentant le choc des gouttes sur les surfaces enfumées, sur les surfaces enduites de cire et sur l'eau sont publiées dans les *Annales de Chimie et de Physique* (février et mars 1907). Elles montrent dans le cas du rejaillissement régulier sur le noir de fumée : 1° l'aplatissement de la goutte, d'abord par gradins, puis complet; 2° l'afflux de liquide vers l'axe de la goutte et la production d'un jet central qui entraîne toute la goutte; 3° le découpage, par la tension superficielle, du cône soulevé en sphérules dont la première, animée d'une plus grande vitesse, se détache; 4° la vibration du reste de la goutte. Dans le cas de l'eau tombant sur la cire, le rejaillissement est empêché par l'adhérence normale de l'eau à la cire. Le rejaillissement de l'eau sur l'eau se complique généralement du phénomène des gouttes roulantes.

Sur un enregistreur des ions de l'atmosphère; par M. P. Langevin.

Micromanomètre à flamme et magnétisme des gaz. — M. Pierre Sève rappelle qu'une flamme de gaz d'éclairage convenablement réglée constitue un manomètre très sensible qui a déjà été employé en particu-

lier par M. Rubens et par M. Been. Un tube en T reçoit du gaz par sa tubulure centrale. Le gaz s'échappe librement à l'un des orifices et est enflammé à l'autre. On règle l'inclinaison de l'appareil pour obtenir une grandeur de flamme facilement reconnaissable (partie éclairante minimum par exemple). Le niveau inférieur du tube est presque déterminé à 1^{mm} près. Une surpression à l'orifice non allumé se traduit par une variation de la longueur de la flamme ; on peut compenser cette surpression en abaissant l'extrémité allumée. De cette dénivellation et de la connaissance des poids spécifiques de l'air et du gaz d'éclairage on déduit la surpression. La sensibilité de ce manomètre (le millimètre d'air) est comparable et peut-être supérieure à celle de l'appareil à xylol de Töpler ou du manomètre à deux liquides (Krebs, M. Le Chatelier). En plaçant l'orifice non allumé dans l'entrefer d'un électro aimant donnant un champ H on peut ainsi mettre en évidence et même mesurer la susceptibilité K de l'air (celle du gaz est négligeable) par suite de la surpression $\frac{KH^2}{2}$ qui se produit quand on excite l'électro. L'orifice enflammé doit être abaissé de 2^{cm} environ pour 10000 gauss. On peut opérer sur l'oxygène ou sur un autre gaz à l'aide d'une cuve convenable entourant les pièces polaires, ouverte par le haut et traversée par un courant du gaz considéré. M. Sève montre ainsi devant la Société que l'oxygène est 5 fois plus magnétique que l'air et que le gaz carbonique ne l'est sensiblement pas. Ces expériences peuvent se répéter aisément dans les cours.

SÉANCE DU 7 JUIN 1907.

PRÉSIDENCE DE M. CH.-ED. GUILLAUME.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 17 mai est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues Membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être Membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 21 juin.

MM. PERRIER (Albert), Assistant, Institut de Physique de Zurich (Suisse).
PLANER (Victor), Ingénieur, Institut de Physique de Zurich (Suisse).

Influence des variations de température sur les phénomènes d'absorption dans les cristaux. Phénomènes magnéto-optiques à la température de l'air liquide; par M. Jean BECQUEREL. — On sait que les cristaux de xénotime et de tysonite possèdent des bandes d'absorption variables sous l'action d'un champ magnétique (voir *Radium,* février et mars 1907). Les expériences entreprises dans le but de rechercher si les modifications des bandes dépendent de la température ont conduit à observer un phénomène nouveau.

Sous l'action d'une élévation de température, les bandes d'absorption des corps solides s'étalent et deviennent plus floues. Un refroidissement produit l'effet inverse et, à la température de l'air liquide, les bandes d'absorption des cristaux contenant des terres rares (didyme, erbine) prennent une netteté tout à fait remarquable. La plupart des bandes deviennent beaucoup plus intenses qu'à la température ordinaire; certaines d'entre elles se résolvent en composantes dont quelques-unes, dans le xénotime,

sont de véritables raies d'absorption, comparables aux raies des vapeurs métalliques; enfin, un certain nombre de bandes nouvelles apparaissent.

Toutes les bandes deviennent plus fines à la température de l'air liquide; mais, tandis que la plupart augmentent d'intensité, quelques-unes, au contraire, s'affaiblissent. Les variations de température permettent donc de séparer deux sortes de bandes dont les origines sont peut-être différentes.

Les bandes d'émission des corps phosphorescents subissent la même influence sous l'action des variations de température (Henri BECQUEREL, *Comptes rendus*, 23 mars et avril 1907).

Pour rendre compte par la théorie de la largeur des bandes, on a admis que, pour chaque bande, les composantes du déplacement *moyen* des électrons absorbants, écartés de leur position d'équilibre, sont soumises à une équation de la forme

$$x + a\frac{dx}{dt} + b\frac{d^2x}{dt^2} = 0.$$

La variation de la largeur des bandes prouve que l'amortissement a est fonction de la température; comme cet amortissement est proportionnel à la différence des périodes des vibrations correspondant au maximum et au minimum de l'indice de réfraction aux environs de la bande d'absorption, l'étude de la dispersion anomale à diverses températures permet de déterminer la loi suivant laquelle varie l'amortissement.

Pour étudier la dispersion anomale dans les cristaux, la méthode suivante a été employée :

Une lame, taillée parallèlement à deux des directions principales du cristal, est orientée entre deux nicols croisés à 45° de l'horizontale, de manière que ces directions soient parallèles à celles d'un compensateur de Babinet placé contre la fente d'un spectroscope, la frange centrale étant normale à la fente. On observe alors dans le spectre, au lieu des franges de Fizeau et Fouçault que l'on obtiendrait s'il n'y avait pas de compensateur, des lignes obliques qui sont fortement disloquées en traversant les bandes d'absorption. Si une bande n'existe que dans l'un des spectres principaux, la dislocation de la frange dessine la courbe de dispersion anomale due à cette bande; on observe ainsi aisément le maximum et le minimum de l'indice de part et d'autre de la bande.

Des observations ont été faites en plongeant successivement les cristaux dans l'air liquide, dans un mélange d'acide carbonique solide et d'éther et dans l'eau à 20° et à 70°. Toutes les mesures ont donné pour le rapport des amortissements, avec les cristaux de tysonite et de xénotime, des nombres extrêmement voisins du rapport des racines carrées des températures absolues.

L'amortissement du mouvement vibratoire des électrons absorbant la lumière est sensiblement proportionnel à la racine carrée de la température absolue.

Si l'on rapproche cette loi des considérations qui, dans la théorie cinétique des gaz, étendue aux autres états de la matière, établissent la relation entre la température absolue et la vitesse moyenne de l'agitation thermique, on voit quel intérêt se rattache aux expériences qui précèdent.

PHÉNOMÈNES MAGNÉTO-OPTIQUES. — 1° *Propagation de la lumière parallèlement au champ magnétique.* — Lorsque l'axe optique d'un cristal et le champ magnétique sont parallèles au faisceau lumineux, le champ magnétique sépare les bandes en deux composantes correspondant à des vibrations circulaires inverses.

L'expérience a montré que, dans la limite de précision des mesures, les changements de période des électrons, sous l'action d'un champ magné-

tique, sont indépendants de la température; ce résultat doit vraisemblablement être rapproché de l'invariabilité du diamagnétisme.

2° *Propagation de la lumière normalement au champ.* — On sait que les bandes donnent, à la température ordinaire, des doublets ou des élargissements plus ou moins dissymétriques. Les mêmes phénomènes s'observent avec beaucoup plus de netteté à la température de l'air liquide et les doublets apparaissent pour des champs magnétiques moins intenses.

3° *Polarisation rotatoire magnétique.* — L'étude de la polarisation rotatoire magnétique à diverses températures conduit à des résultats importants.

Il existe en effet, pour rendre compte de ce phénomène, deux théories (Drude, *Lehrbuch der Optik*) qui donnent des résultats à peu près semblables pour la dispersion rotatoire loin des bandes, mais qui sont en opposition complète pour la variation du pouvoir rotatoire aux environs des bandes d'absorption.

D'après la théorie des « courants moléculaires », la courbe de dispersion rotatoire doit subir des perturbations de sens opposés de chaque côté d'une bande.

Dans la théorie déduite de « l'hypothèse de l'effet Hall », théorie principalement développée par M. W. Voigt, la polarisation rotatoire magnétique est considérée comme la conséquence de la séparation des composantes correspondant à des vibrations circulaires inverses et de la dispersion anomale. Aux environs d'une bande sensible à l'action du champ les perturbations doivent être de même sens de part et d'autre et de sens opposé à l'intérieur de la bande.

Les expériences réalisées avec les vapeurs présentant l'effet Zeeman avaient confirmé cette dernière théorie. Pour les corps solides ou les solutions les phénomènes observés ont été très discutés jusqu'à l'année dernière; les résultats obtenus dans l'étude de la polarisation rotatoire magnétique du xénotime (*Comptes rendus*, 21 mai 1906) ainsi que les observations faites depuis par M. Elias et avec une solution de chlorure d'erbium et par M. Drepper avec des solutions de fuchsine et d'éosine ont donné des résultats conformes à la même théorie.

L'étude du pouvoir rotatoire aux environs des bandes d'absorption a montré qu'à la température de l'air liquide les perturbations dans la loi de dispersion rotatoire sont considérablement plus grandes qu'à la température ordinaire (du moins pour les bandes qui augmentent d'intensité); cet effet est lié à la variation de la dispersion anomale. Aux environs des bandes sensibles les résultats de la théorie de Voigt ont été confirmés.

Il restait à chercher la variation du pouvoir rotatoire aux environs des bandes qui ne paraissent pas sensibles au champ. Un calcul simple montre que, d'après la théorie de « l'effet Hall », le pouvoir rotatoire doit varier en raison inverse de l'indice. Ce résultat est encore en opposition avec la théorie des courants moléculaires, d'après laquelle la rotation doit être proportionnelle à l'indice.

A la température de l'air liquide il a été facile d'observer, aux environs de quelques bandes non sensibles de la tysonite, que le pouvoir rotatoire augmente lorsque l'indice diminue, conformément au sens prévu par la théorie de « l'effet Hall ».

On peut donc conclure de ces expériences que la théorie des « courants moléculaires », si elle ne doit pas être entièrement rejetée, est en tout cas impuissante à rendre compte de la plupart des phénomènes jusqu'à présent observés dans les cristaux.

M. Henri Abraham signale que l'on pourrait trouver une explication cinétique de la loi de la racine carrée de la température absolue en admet-

tant que la largeur des bandes d'absorption serait due, non pas à un amortissement proprement dit des vibrations propres, mais à un pseudo-amortissement provenant de la limitation du nombre des vibrations régulières, par suite des chocs successifs des éléments vibrants contre les particules voisines, comme cela a lieu dans le cas des corps gazeux. La durée des vibrations régulières serait alors en raison inverse de la vitesse moyenne de translation, ce qui donne bien la loi de la racine carrée de la température absolue.

Des points de fusion du tantale et du tungstène; par MM. C.-W. Waidner et G.-K. Burgss. — La fabrication récente du tungstène et du tantale en filaments pour les lampes à incandescence nous procure ces métaux sous une forme commode pour la détermination de leurs points de fusion. Pour ces recherches, nous nous sommes servis de courts filaments spécialement construits, lesquels, dans le cas du tungstène, étaient de sources, de fabrication et de diamètres différents.

Comme pyromètre, nous avons employé l'instrument de MM. Holborn et Kurlbaum, calibré d'après la loi de Wien, et en nous servant d'un corps noir perfectionné.

Comme échelle de température, nous avons pris les points de fusion suivants : Zn = 419°,0, Sb = 630°,5, Cu = 1084°, Pd = 1546° et Pt = 1753° Ces deux derniers furent déterminés par nous au moyen du pyromètre optique et d'un four en iridium.

Le dispositif expérimental, qui sert à comparer les lampes à tungstène et à tantale avec le pyromètre optique, se compose comme suit : un ruban de carbone traversé par un courant et monté dans le vide est placé entre la lampe pyrométrique et la lampe à tungstène ou à tantale. La température de ce ruban est mesurée par le pyromètre; la lampe à filament métallique portée au même éclat que le ruban, et le courant mesuré dans la lampe métallique. On peut pousser cette comparaison jusqu'à 1950° La correction de la radiation sélective est obtenue en opérant avec des verres rouges, verts et bleus, placés alternativement devant la lampe métallique. La vraie température est obtenue en ajoutant à la lecture de la température en lumière bleue la différence qui existe entre les lectures faites avec cette lumière et celles faites en lumière rouge. Nous avons aussi déterminé les corrections de la détérioration du filament et de la radiation sélective du ruban de carbone. Pour avoir le point de fusion du métal, la lampe est portée jusqu'à la fusion du filament, et le courant noté à l'instant même.

Huit échantillons du tungstène de diamètre variant de $0^{mm},07$ à $0^{mm},26$ nous ont donné comme point de fusion de ce métal 3080° ± 20°. Son coefficient de température entre 0° et 2000° est donné par la formule

$$R = R_0\,(1 + 0,0039\,t + 0,0511\,t^2).$$

Pour le tantale, nous trouvons un point de fusion de 2910° ± 10°, avec un coefficient de température de $R = R_0\,(1 + 0,0027\,t)$, entre 0° et 2000°.

Quelques dispositifs utilisés au laboratoire de Physique (Enseignement) *de la Sorbonne;* par M. R. Dongier. — L'enseignement pratique de la Physique, auquel la Société de Physique s'intéresse plus particulièrement depuis quelques années, est donné à la Sorbonne dans le laboratoire de Physique (Enseignement) que dirige M. Bouty. Dans ce laboratoire viennent manipuler les candidats au certificat de Physique générale, épreuve à laquelle doivent satisfaire les futurs professeurs.

Jusqu'en 1905, les élèves passaient deux demi-journées par semaine au laboratoire et réalisaient dans l'année une soixantaine d'exercices. Depuis

1905, les élèves viennent trois fois par semaine et appliquent, dans la dernière séance, les connaissances qu'ils ont acquises dans les deux premières. Dans de telles conditions, le nombre des montages dépasse 400, afin que tous les élèves, dont le nombre dépasse 180, puissent faire quatre-vingt-quatorze exercices différents. Ces exercices se rapportent aux diverses branches de la Physique; la plupart sont classiques. Quelques-uns, cependant, se rapportent aux découvertes les plus récentes, par exemple, la décharge dans les gaz raréfiés, l'observation des corps ultramicroscopiques, la mobilité des ions gazeux, etc.

M. Dongier insiste plus particulièrement sur la détermination du point cryoscopique d'une solution, sur le type d'électromètre à quadrants établi par M. Malclès, préparateur au laboratoire, sur le montage de la mobilité des ions gazeux de M. Léon Bloch.

La détermination du point cryoscopique d'une solution présente quelque difficulté, à cause de la surfusion et à cause de l'impossibilité de fixer le thermomètre à cette température lorsqu'on soumet le liquide à une agitation et à un refroidissement continus. On peut amener le thermomètre, placé dans l'axe du tube refroidi, à se fixer pendant longtemps au point cryoscopique, en produisant d'abord une congélation qui, au moyen de l'agitateur, répand des particules de glace dans la masse du liquide, en chauffant ensuite à la main, puis en plongeant le tube dans le mélange réfrigérant avant que toute la glace ait disparu. On *cesse l'agitation* aussitôt que la marche descendante du thermomètre subit un temps d'arrêt; comme il n'y a pas de surfusion, c'est la solidification qui commence. L'eau dissolvante se solidifie alors en colonnes verticales concentriques au tube; mais le liquide *immobile* voisin du réservoir ne change pas de composition. Le thermomètre marque la température d'équilibre entre le solide et le liquide; il marque le point cryoscopique vrai, si la portion du liquide qui avoisine le réservoir possède la composition de la liqueur initiale. Cette technique est d'un usage facile; elle est très rapide.

Les mesures électrométriques ont pris une très grande importance depuis quelques années. Le modèle d'électromètre à quadrants que M. Malclès a établi permet aux élèves de se rendre compte de la forme des accessoires, des procédés de réglage, etc. Les quatre secteurs sont portés par des tiges de laiton, le long desquelles ils peuvent être déplacés, et ces tiges de laiton sont elles-mêmes portées par des disques en ébonite qui servent d'isolateurs. Le disque d'ébonite inférieur repose sur un bâti en fonte avec trois vis calantes; le disque d'ébonite supérieur porte le tube qui sert à supporter un second tube court qu'on peut élever ou abaisser plus ou moins; ce second tube porte un bouchon en ébonite traversé par la tige de laiton qui est destinée à supporter l'aiguille en aluminium, par l'intermédiaire d'un fil d'argent de $\frac{1}{200}$ de millimètre de diamètre. La cage de l'électromètre peut être soulevée et fixée le long du premier tube.

La mesure de la mobilité des ions gazeux dérive de la méthode de Zélény. M. Bloch en a fait la description dans le numéro d'avril du journal *Le Radium*.

M. Dongier montre ensuite une expérience de cours réalisée par M. Bouty au moyen des flammes sensibles. On agite à une certaine distance la clochette d'un ballon vide d'air, puis plein d'air, et l'on démontre la nécessité de l'existence d'un milieu matériel pour transmettre les ondes sonores. On obtient facilement une flamme sensible au moyen d'un tube à desséchant solide, que l'on ferme à la partie supérieure avec un disque métallique mince présentant, en son centre, une ouverture de 1^{mm^2} de section, par où s'échappe le gaz d'éclairage enflammé.

SÉANCE DU 21 JUIN 1907.

PRÉSIDENCE DE M. H. LE CHATELIER.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 7 juin est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues Membres de la Société.
Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être Membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 5 juillet.

MM. NÉLIOBOFF (Valerien), Préparateur à l'Institut Technologique de Saint-Pétersbourg (Russie).
PÉTROSWKY (Alexis), Professeur à l'École des Officiers torpilleurs marins, à Cronstadt (Russie).
ROSING (Boris), Docent à l'Institut Technologique de Saint-Pétersbourg (Russie).
TSCHILAEFF (André), Assistant à l'Institut Technologique de Saint-Pétersbourg (Russie).

Sur les centres neutres des gaz issus des flammes. — M. DE BROGLIE rappelle que M. Langevin, dans deux Communications à la Société de Physique, le 19 mai et le 2 juin 1905, a signalé dans l'air atmosphérique la présence d'ions de faible mobilité, auxquels il a donné le nom de *gros ions* en indiquant qu'ils pouvaient résulter de l'union d'une masse matérielle neutre et d'un ion analogue à ceux des rayons de Röntgen, ce qui conduirait à formuler une théorie approchée de l'équilibre auquel on doit arriver quand un gaz, renfermant un nombre M de gros centres neutres par centimètre cube, se trouve soumis à une radiation qui y maintient un nombre p et un nombre n de petits ions positifs et négatifs par centimètre cube.

Si P et N sont les nombres des gros centres chargés positifs et négatifs, on doit avoir, au moment de l'équilibre,

$$A[M-(P+N)]p = BPn + \alpha PN,$$
$$A'[M-(P+N)]n = B'Np + \alpha' PN;$$

α et α', coefficients liés à la recombinaison des gros ions entre eux, étant très petits devant Bn et Bp, sont négligeables; si, de plus, on suppose $p = n$, comme c'est le cas pour les ions des rayons de Röntgen, on obtient deux équations à deux inconnues qui peuvent donner $\frac{P}{M}$ et $\frac{N}{M}$ en fonction des coefficients A, A', B, B' : on en déduit que P et N sont indépendants de p et n si ces derniers sont assez grands, et que P et N ne seront qu'une fraction assez faible de M (l'ordre de $\frac{1}{10}$). Les gaz conducteurs pourraient donc renfermer simultanément des centres chargés et d'autres non chargés.

Pour les gaz de flamme on trouve les résultats suivants :

En dépouillant le gaz, au moyen d'un condensateur à capacité suffisante, de tous ses ions chargés, on constate que le gaz restant contient un nombre considérable [10^7 au moins ([1]), si chaque centre ne porte que la charge atomique] de centres jouissant des propriétés suivantes :

1° Ils sont susceptibles de se charger sous l'influence des radiations du

([1]) Par centimètre cube.

radium ou des rayons de Röntgen, en se transformant en centres chargés de faible mobilité analogues aux gros ions.

2° Ces centres sont arrêtés par un filtre en coton ordinaire et détruits par la chaleur; ils disparaissent spontanément au bout de quelque temps.

3° Le gaz qui les contient acquiert, par barbotage dans des solutions salines étendues, une ionisation très supérieure à celle qu'il reçoit quand il en est privé.

Cette dernière propriété est particulièrement intéressante; on sait, en effet, que, si l'on fait barboter de l'air dans une solution étendue ou dans l'eau presque pure, le gaz renferme à sa sortie des centres chargés de mobilités très variées, mais qui descendent jusqu'à la valeur de celle trouvée pour les gros ions.

Le mécanisme du barbotage fournit donc des charges et des agglomérations matérielles dont l'union constitue des gros ions. L'expérience montre que, dans ce cas, tous les centres sont chargés.

Si l'on expose alors aux radiations du radium le gaz chargé de ces ions de barbotage, on constate que la conductibilité tombe à une faible fraction de sa valeur, au $\frac{1}{6}$; au $\frac{1}{10}$ suivant les cas, comme si le remaniement des charges, que produit l'action du radium, replaçait le gaz dans les conditions d'équilibre précédemment étudiées, où la portion chargée ne doit être qu'une partie relativement faible du nombre total des gros centres précédents.

Certains liquides, comme la benzine, le toluène, ne donnent que peu ou pas d'ionisation par barbotage. On peut constater, de même que précédemment, que les gaz sortant du barboteur contiennent alors seulement des centres neutres : il faut pour cela qu'il y ait barbotage; l'air seulement chargé de la vapeur du liquide ne contenant pas de gros centres.

Mécanisme pour maintenir un train de prismes rigoureusement au minimum de déviation; par M. Maurice Hamy. — La caractéristique du mécanisme dont il s'agit, au point de vue pratique, est de conduire à la construction d'organes dont l'encombrement est réduit au minimum et dont la simplicité ne le cède en rien à celle des systèmes approchés, employés jusqu'ici, dans les spectroscopes, pour maintenir un train de prismes au minimum de déviation.

Le fonctionnement de cet appareil repose sur les remarques suivantes :

On considère, dans un plan, trois bielles AB, BC, CD, articulées en B et C. On cale, sur la bielle AB, une roue centrée en B, engrenant avec une seconde roue, centrée en C, calée elle-même sur la bielle CD. Les angles B et C varient de la même quantité, quand on déforme le système, si les roues sont égales (on le reconnaît immédiatement, en considérant le mouvement relatif par rapport à BC). Ces angles restent donc constamment égaux pendant le mouvement, s'ils le sont au départ. Si les deux roues sont inégales et que la roue, de centre C, possède n fois plus de dents que la roue, de centre B, l'angle C varie de $\frac{\alpha}{n}$ quand l'angle B varie de α. En particulier, les variations de l'angle C sont la moitié de celles de l'angle B, lorsque la roue, calée sur CD, possède deux fois plus de dents que la roue calée sur AB.

M. Hamy, en s'appuyant sur ces considérations, montre comment, en reliant deux à deux, par des roues d'engrenage, les plates-formes d'un train de prismes, on peut maintenir ce train au minimum de déviation, notamment dans le cas des spectroscopes autocollimateurs.

Il présente à la Société un spectroscope à six prismes construit, d'après ces principes, dans les ateliers de M. Jobin, pour les collections de l'École Polytechnique.



Photographie microscopique en couleurs. — M. Victor Henri présente, au nom de M. François-Franck, une série de microphotographies en couleurs, obtenues sur les plaques *autochromes* de Lumière. Ainsi que le montrent les photographies projetées, on peut utiliser très avantageusement ces plaques pour la microphotographie, aussi bien en lumière ordinaire qu'en lumière polarisée. Une question très importante est le temps de pose; avec un éclairage à arc de 15 à 18 ampères, ce temps de pose varie de 2 à 25 secondes suivant les grossissements employés. Toutes ces photographies microscopiques en couleurs ont été faites au laboratoire de M. François-Franck, avec le concours de M[lle] Chevreton.

SÉANCE DU 5 JUILLET 1907.

Présidence de M. H. Le Chatelier.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 21 juin est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues Membres de la Société, ainsi que :

MM. Rusch (Franz), D[r] ès Sciences, Ingénieur électricien, à Zurich (Suisse).
Skottowe (A.-B.), Directeur de l'Eastern Extention Telegraph C[o], à Hong-Kong (Chine).

M. le Président annonce la perte douloureuse que la Société vient de faire en la personne de M. Crova, Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences de Montpellier.

Sur l'or vert et l'or bleu; par M. L. Houllevigue. — Lorsqu'on dépose sur verre des pellicules minces et transparentes d'or par ionoplastie, on peut obtenir, suivant le mode opératoire, deux sortes de dépôts : les uns, verts par transparence, jaunes par réflexion, paraissent optiquement identiques aux feuilles d'or battu; les autres sont, par transparence, d'un bleu très franc et, vus par réflexion, présentent comme les précédents l'éclat métallique, mais avec une nuance jaune plus pâle. Cette seconde variété, stable à la température ordinaire, se transforme en la première lorsqu'on la chauffe au-dessus de 130°, avec une perte de poids de 7 à 8 pour 100 et un accroissement notable de conductibilité électrique.

En réalité, l'or bleu n'est qu'un hydrure d'or : quand on prend une pellicule d'or bleu comme anode dans un voltamètre à eau acidulée, l'oxygène qui se dégage à sa surface le ramène à l'état d'or métallique et la pellicule devient verte.

D'autre part, si l'on introduit de l'or bleu dans un tube de Plücker qu'on scelle après y avoir fait le vide et l'avoir soigneusement desséché, ce tube ne donne point, lorsqu'on y excite la décharge électrique, le spectre de l'hydrogène; mais ce spectre apparaît après qu'on a chauffé jusqu'à la température de décomposition de l'or bleu; l'expérience exige d'ailleurs, pour être probante, de minutieuses précautions.

La nature du dépôt obtenu par ionoplastie de l'or dépend essentiellement de la température à l'endroit où se fait ce dépôt : on obtient de l'or bleu si cette température est basse, de l'or vert si elle s'élève; tout se passe

donc comme si la cathode projetait normalement de l'hydrure d'or qui est, ou non, décomposé. Ceci explique pourquoi on obtient de l'or bleu en opérant lentement, de l'or vert en pressant la marche de l'opération; pourquoi les dépôts d'épaisseur inégale sont généralement bleus dans leur partie la plus mince et verts dans la région de plus grande épaisseur. Enfin, on peut rattacher à la même cause l'explication du *vieillissement* des cathodes : une cathode en or, qui donne de l'or bleu lorsqu'elle est nouvelle, finit, après un long usage, par ne plus donner que de l'or vert; si alors on recouvre d'or galvanoplastique la moitié de cette cathode et si on la fait fonctionner à nouveau dans une opération d'ionoplastie, on constate qu'il se dépose de l'or bleu en face de la partie dorée à nouveau et de l'or vert en face de l'autre moitié : en effet, plus il y a d'hydrogène dans la cathode, moins le tube est dur et la température élevée dans la région avoisinante. Tous les détails qu'on observe dans l'ionoplastie de l'or trouvent ainsi une explication simple.

Spectrophotomètre pour l'étude des gaz incandescents. Température dans les tubes à vide; par M. Ch. Féry. — L'auteur a modifié, dans le but de pouvoir atteindre des températures plus élevées, le dispositif qui lui a servi autrefois à mesurer la température des flammes [1].

La source renversante, qui était primitivement une lampe à incandescence dont on faisait varier la température par rhéostat, de manière à obtenir la disparition de la raie métallique dans le spectre, a été remplacée par un arc électrique.

On peut donc, avec cette source, obtenir le renversement des flammes jusqu'à 3500°, température du cratère.

Le réglage de l'intensité lumineuse du spectre de l'arc est obtenu par l'interposition d'une épaisseur connue de verres absorbants.

On a au préalable comparé le spectre ainsi assombri, donné par l'arc, à celui d'un four électrique à résistance de charbon pouvant atteindre 2000°. Cet étalonnage donne donc la température *apparente* de l'arc pour chacune des épaisseurs de verres absorbants interposées.

En portant en abscisses les inverses des températures absolues, et en ordonnées les épaisseurs de verres absorbants, on obtient une droite facilement extrapolable.

Ce dispositif, appliqué au chalumeau oxyacétylénique, a fourni 3000° à $\pm 50°$ près.

En remplaçant ce chalumeau par une lampe à vapeur de mercure, il a été impossible d'obtenir le renversement.

L'auteur se propose de répéter cette expérience en prenant le Soleil comme source renversante.

Rayons secondaires cathodiques des rayons α; par M. M. Moulin. — Les expériences de M. Rutherford [2] sur la charge des rayons α ont montré que les métaux frappés par ces rayons donnent une émission cathodique qui empêche de déceler cette charge autrement qu'en présence d'un champ magnétique. Il est cependant impossible de tirer de ces expériences la valeur des rayonnements secondaires, par suite de la modification que subit le courant dans le gaz résiduel, sous l'influence de ce champ magnétique.

La charge trouvée pour les rayons α augmente, d'ailleurs, quand on

(1) *Sur la température des flammes* (*Comptes rendus de l'Academie des Sciences*, 30 novembre 1903).

(2) *Phil. Mag.*, t. II, 1905, p. 193.

augmente la différence de potentiel entre les plateaux. M. Rutherford pensait que ce rayonnement secondaire cathodique pouvait permettre d'interpréter les expériences sur le retournement des écrans, mais MM. Kucera et Masek n'ont trouvé aucun fait qui puisse justifier cette hypothèse.

M. Moulin a employé un dispositif permettant de séparer les rayonnements secondaires de la substance active elle-même et celui de la plaque métallique qui reçoit le rayonnement. Entre cette plaque, reliée à l'électromètre, et une lame de platine recouverte de polonium, sont disposées deux toiles métalliques t et t', la première formant condensateur avec la plaque et la seconde, t', reliée aux écrans, permettant d'établir un champ électrique entre elle et le polonium, champ destiné à arrêter les corpuscules émis en même temps que les rayons α. La toile t est tendue dans une ouverture pratiquée dans un disque de cuivre et que l'on peut obturer à l'aide d'un petit volet pour mesurer les fuites. Le tout est placé sous une cloche rodée dans laquelle on peut faire un vide élevé [1].

Les phénomènes observés quand on augmente la différence de potentiel entre le polonium et la toile métallique t' sont complexes et peuvent s'interpréter, si l'on admet que le polonium émet des rayons β avec une vitesse telle qu'ils peuvent donner des rayons secondaires en arrivant sur la plaque métallique, ou des ions dans le condensateur par leurs chocs sur les molécules du gaz. A mesure que l'on augmente la différence de potentiel, t étant chargé positivement, le courant diminue et tend vers une constante pour un potentiel d'environ 800 volts. Des ions positifs sont alors projetés dans le condensateur et, quand le potentiel de t est égal à celui du polonium, ces ions ne peuvent y pénétrer et le courant passe par un minimum. Tous ces minima sont sur une même courbe qui tend aussi vers une valeur limite.

Quand le polonium est maintenu à un potentiel de 880 volts, le courant obtenu pour t positif est beaucoup plus grand que le courant obtenu pour t négatif, courant positif lui aussi. Dans le premier cas, les rayons secondaires peuvent sortir et l'on recueille un courant

$$I_+ = i_o + \alpha + S + p + i_p + s,$$

i_o étant le courant dans le gaz, α la charge des rayons α, S la charge négative emportée par les rayons secondaires, et p, i_p, s étant la charge apportée par les ions positifs projetés, le courant et le rayonnement secondaire qu'ils peuvent donner. Quand les potentiels de t et du polonium sont égaux on recueille simplement un courant

$$I_m = i_o + \alpha + S,$$

et, quand t est négatif, on recueille un courant

$$I_- = \alpha + p - i_o - i_p,$$

si les rayons secondaires sont arrêtés et retombent sur la plaque.

En présence d'un champ magnétique, les rayons secondaires sont déviés et les courbes obtenues pour différentes valeurs du champ se rencontrent pour une différence de potentiel nulle en un point qui correspond au courant

$$I = \alpha + p.$$

---

(1) Cette cloche a été construite par M. Werlein. Malgré le grand diamètre du rodage (14^{cm}), elle tenait le vide de Crookes du jour au lendemain. Le vide n'était plus mesurable à la jauge; un tube à décharge permettait de l'apprécier.

En l'absence de tout champ électrique et pour un champ magnétique suffisant, le courant mesuré correspond au rayonnement α.

Si l'on fait varier le potentiel de t, on trouve une courbe qui montre que tous les rayons secondaires émis par la plaque sont arrêtés pour une différence de potentiel de 10 à 15 volts. *Ces rayons sont donc émis sensiblement sans vitesse et ne peuvent ioniser les gaz* ($v < 2.10^8$).

Il ne semble pas en être de même pour les rayons du polonium. Si l'on fait agir sur l'appareil un champ magnétique faible qui dévie tous les rayons secondaires lents et les ramène sur les plateaux qui leur ont donné naissance, le courant observé, en l'absence de tout champ électrique, correspond à une arrivée de charges négatives En augmentant le champ magnétique, le courant devient positif et atteint une valeur limite pour un champ d'une centaine de Gauss, ce qui donnerait, d'après les dimensions de l'appareil, une vitesse supérieure à 10^9 centimètres par seconde. On peut se demander si ces rayons plus rapides que les rayons secondaires lents qu'émettait aussi le polonium proviennent de cette substance ou de quelque autre impureté, bien que les rayons β émis par les substances actives aient une vitesse bien supérieure [1].

Dans ces conditions, il est possible que la différence de potentiel employé n'ait pas été suffisante pour les retenir. De plus, la complexité des phénomènes empêche de déterminer avec certitude l'intensité du rayonnement secondaire; une modification de l'appareil est nécessaire, mais il ressort des expériences que

$$\frac{S}{\alpha} > 2 \text{ à } 2,5.$$

La valeur du rapport $\frac{e}{m}$ a été trouvée par la méthode des cycloïdes de 1 à $1,3.10^7$. Il faut remarquer que cette méthode s'appliquait mal dans ce cas et devait conduire à une valeur trop petite.

Rhéographe à induction ABRAHAM-CARPENTIER, *modèle de projections;* par M. Henri ABRAHAM. — L'appareil que M. Henri ABRAHAM présente à la Société a pour objet de montrer à un auditoire, en projections sur un écran, les courbes de variation des phénomènes électriques à variations rapides, telles que des courbes de forces électromotrices, d'intensité de courant ou de flux d'induction.

Le problème est en quelque sorte dix fois plus difficile que celui du tracé photographique de ces courbes, parce que d'une part, quand on examine une photographie, on la regarde de près, ce qui la fait voir sous un angle quatre ou cinq fois plus grand que l'angle dont tournait le rayon lumineux pendant le tracé, et que d'autre part, lors des projections, l'observateur est généralement plus loin de l'écran que l'appareil qui trace la courbe. Au total il y a réduction au lieu de grossissement et l'on est obligé de décupler à peu près les déviations des appareils.

Et ce n'est pas la seule difficulté. Il faut encore avoir beaucoup de lumière ; il faut que le miroir mobile ait une surface de l'ordre du centimètre carré. Son inertie est alors considérable. Si donc ce miroir était porté par un simple galvanomètre, comme dans les oscillographes de M. Blondel, on pourrait être conduit à employer des courants d'intensité

---

(1) Cette lame de polonium m'a été donnée par Mme Curie et a été préparée dans son laboratoire. Elle est déjà vieille de plus de deux mois et une activité induite aurait disparu depuis longtemps déjà. Toutefois, M. P. Ewers avait trouvé pour ces rayons une vitesse de $3,5.10^8$.

très grande et peut-être excessive pour obtenir les grandes déviations dont on a besoin.

L'auteur montre que l'appareil dont il a donné autrefois le principe ([1]), le *rhéographe à induction*, permet de s'affranchir de ces difficultés. Le nouveau modèle, présenté à la Société, d'une construction très simple, ne nécessite plus aucun réglage ([2]).

L'organe mobile est un petit anneau d'aluminium suspendu par un fil sans torsion dans le champ d'un aimant permanent. Cet anneau forme le circuit secondaire d'un très petit transformateur à circuit magnétique ouvert, et il oscille sous l'influence des courants induits. Les dimensions sont assez faibles pour que la self-induction du cadre soit négligeable; le courant induit est donc proportionnel à la dérivée du courant inducteur. Ce courant lui-même est obtenu comme dérivée du phénomène étudié, soit en se servant d'un petit transformateur auxiliaire dans le cas de l'étude d'un flux ou d'un courant, soit par la mise en circuit d'un condensateur, quand il s'agit d'une force électromotrice.

Le courant dans le cadre mobile est donc la dérivée seconde du phénomène étudié, x. Comme il n'y a ni couple directeur ni amortissement sensibles, l'équation du mouvement est de la forme

$$A\frac{d^2\theta}{dt^2} = B\frac{d^2x}{dt^2},$$

et l'élongation θ est, à chaque instant, proportionnelle à la quantité x.

Voici les résultats obtenus comme sensibilité :

Soit à projeter, sur un écran à 3^m, avec des harmoniques correctes, des courbes ayant une amplitude de près de 1^m.

Pour un tracé de courbe de volts à 42 périodes, l'appareil absorbe une puissance de deux ou trois centièmes de watt.

La puissance dissipée est du même ordre pour le tracé des courbes de flux.

Elle est plus grande pour les courbes d'intensité. Pour un courant de 10 ampères, par exemple, la dépense est de 1 ou 2 watts, mais la self-induction ne dépasse pas $\frac{3}{10000}$ de henry.

L'auteur donne encore quelques indications sur le *synchronoscope*, employé pour produire sur l'écran les déplacements proportionnels au temps. Un moteur synchrone, réduit à une simple roue dentée (à 72 dents) qui tourne entre pointes devant un électro-aimant, entraîne un prisme équilatéral dont les trois faces servent successivement de miroir tournant. Quatre miroirs fixes renvoient tour à tour les courbes à la même place sur l'écran; on obtient donc douze apparitions par tour du prisme, et l'on arrive ainsi à la persistance des impressions.

Diverses expériences sont enfin réalisées en séance au moyen d'un appareil double permettant la projection de deux courbes simultanées :

Courbe des volts du courant d'éclairage (110 volts, 42 périodes); courant dans un rhéostat; influence d'une self-induction; courant d'un arc; courant dans une soupape électrolytique; étude de l'aimantation du fer; courants continus interrompus; décharges oscillantes; analyse d'une courbe de courant par des phénomènes de résonance.

([1]) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXIV, 1897, p. 758.

([2]) Un modèle encore plus simple, destiné aux tracés photographiques, est en construction. Dans ce nouvel appareil, la source de lumière a pu être réduite à une lampe à incandescence, au lieu des lampes à arc que l'on avait dû employer jusqu'ici.

SÉANCE DU 15 NOVEMBRE 1907.

Présidence de M. H. Le Chatelier.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 5 juillet est lu et adopté.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être Membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 6 décembre :

MM. Bronienski (Wittold), à Nancy.

Bachelier (Victor-François-Charles), Ingénieur à Berne, par Saloncourt (Doubs).

Grumbach (Albert), Agrégé de l'Université, à Paris.

Ollivier (Hélouïs), Maître de conférences à la Faculté des Sciences de Lille.

Pierce (B.-O.), Professeur de Mathématiques, Harward College, Cambridge, Mass. (Etats-Unis).

Vinycomb (Thomas-Bernard), M. A., Lecturer in Physics, Kent (Angleterre).

M. le Président signale à la Société les pertes qu'elle a faites en la personne de plusieurs de ses Membres, décédés pendant les vacances :

M. Maurice Lœwy, membre de l'Institut, Directeur de l'Observatoire de Paris, ne comptait pas au nombre des membres les plus anciens de notre Société. Mais depuis longtemps nous pouvions le considérer comme un des nôtres par l'orientation systématique de ses travaux vers l'application des méthodes de précision aux études astronomiques. Il est l'inventeur de toute une série de dispositifs expérimentaux qui ont été le point de départ de progrès importants dans nos connaissances. Il avait imaginé pour déterminer la flexion des lunettes un procédé d'une simplicité et d'une précision très grandes dont l'usage s'est rapidement répandu. Il avait appliqué à la mesure de la constante de l'aberration un artifice ingénieux permettant de déterminer directement les variations de position relative de deux étoiles dont les images réfléchies sur deux miroirs solidaires viennent se former dans le plan focal d'un même instrument. Il avait enfin, avec la collaboration de M. Puiseux et en employant l'équatorial coudé qui porte son nom, dressé un atlas de la Lune d'une rare précision.

M. Ponsot, chargé de cours à la Faculté des Sciences de Lille, avait souvent entretenu notre Société de ses recherches sur les tensions osmotiques; il avait, dans les mesures relatives à cette branche délicate de la physicochimie, atteint un degré de précision inconnu avant ses travaux.

M. Charles Combes, Administrateur de la Société électrométallurgique de Froges, s'était fait connaître par des études industrielles intéressantes, relatives à la préparation de l'alumine pure pour la fabrication de l'aluminium et à la préparation du chlorure de carbone par les procédés électrothermiques.

M. de Becordel, Receveur particulier des Finances (en retraite), à Grasse.

M. Le Chatelier présente à la Société un Volume contenant la traduction de différents Mémoires techniques dus à un ingénieur américain, M. F.-W.



Taylor, l'inventeur des aciers dits *rapides,* dont la découverte a révolutionné l'industrie des constructions mécaniques. Ces aciers, à forte teneur en tungstène et en chrome, présentent la propriété remarquable, quand ils ont été trempés à une température très élevée, 1200° à 1300°, de pouvoir être chauffés jusqu'au rouge sombre sans se détremper, tandis que les aciers ordinaires perdent leur coupant dès la température de 300°. Cette résistance à la chaleur permet de leur demander un travail bien plus énergique.

Cette découverte n'est qu'un point particulier des études du savant ingénieur américain. Bien que ces études aient eu un but exclusivement pratique, elles ont été conduites avec une méthode scientifique tout à fait remarquable, de nature à intéresser les physiciens. L'auteur s'était proposé d'étudier dans son ensemble la question du travail des métaux. Une discussion préalable du problème lui fit reconnaître l'intervention d'une douzaine de variables indépendantes. Il s'astreignit dans toutes ses expériences à ne jamais faire varier qu'un seul des facteurs à la fois. Et il eut la persévérance de suivre cette étude avec la même méthode pendant 25 ans. Ces recherches ont coûté près de 1 million de francs aux établissements industriels pour le compte desquels elles ont été faites.

M. Rosing adresse une Note sur la définition de la densité donnée par Newton comme *quantité de matière renfermée dans l'unité de volume.* Certain passage des *Principia* (1re édition, p. 411) semble indiquer que Newton considérait la matière comme formée de particules séparées par des espaces vides, *particules identiques dans tous les corps.*

M. le Secrétaire général signale, parmi les pièces imprimées de la correspondance, le magnifique Ouvrage de MM. H.-S. Uhler et R.-W. Wood, *Atlas of absorption spectra.*

Sur la conductibilité électrique dans les mélanges d'acide ou de base et d'eau; par M. G. Boizard, présenté par M. Labrouste. — Dans les mélanges de bons électrolytes et d'eau fonctionnant comme solvants, l'addition d'un électrolyte, même fort, à l'état pur donne toujours une solution moins conductrice que le solvant correspondant, à partir d'une certaine concentration de ce dernier. Lorsque, par exemple, on dissout du bisulfate de potassium solide dans des mélanges d'acide sulfurique et d'eau, il se forme des solutions plus conductrices que le solvant correspondant, tant que celui-ci renferme moins de 20 pour 100 d'acide (20g d'acide sulfurique pur pour 80g d'eau) ou plus de 96 pour 100. Entre ces deux limites, l'addition de bisulfate abaisse la conductibilité du solvant. Ce phénomène, découvert par M. Bouty en 1889 mais non publié, a déjà été décrit à la Société de Physique par M. Hollard (mai 1906) dans le cas des sulfates dissous dans les mélanges contenant de 10g à 250g d'acide sulfurique par litre. M. Boizard l'a étudié dans les mélanges d'acide sulfurique et d'eau de toutes concentrations, depuis l'eau pure jusqu'à l'acide pur, et généralisé dans le cas des mélanges avec l'eau des acides chlorhydrique, azotique, phosphorique, ou des bases potasse et soude, ou même de sels tels que l'azotate d'ammonium. Il a de même montré que la diminution de conductibilité s'observait par addition, outre les sulfates ou bisulfates, d'un bon électrolyte : acide minéral ou organique, ou sels divers : chlorures, azotates, acétates, phosphates, etc.

Les variations de conductibilité, dans chaque solvant, en fonction de la quantité m de substance dissoute, peuvent être ramenées à cinq types principaux; les deux plus fréquents sont caractérisés par une variation proportionnelle à m ou une variation moins rapide que m. De plus, il n'y

a isoconductibilité (c'est-à-dire variation nulle de la conductibilité du solvant par addition d'un électrolyte) que dans le cas où la dissolution n'est accompagnée d'aucune réaction chimique, et cette isoconductibilité n'a lieu que pour deux pourcentages du solvant, l'un faible, l'autre élevé. Pour SO^4KH dans les mélanges d'acide sulfurique et d'eau ces pourcentages sont 20 pour 100 et 96 pour 100.

Ces phénomènes s'expliquent simplement en ne faisant intervenir que les équilibres entre les ions ou les équilibres chimiques; ils permettent de se rendre compte des réactions qui peuvent se passer en solution. C'est ainsi que, dans l'action de l'acide sulfurique sur le sulfate ou le bisulfate de potassium, il paraît se former un mélange de sulfate neutre et de bisulfate tant que l'acide employé a une concentration inférieure à 20 pour 100; de 20 pour 100 à 96 pour 100, exclusivement du bisulfate; de 96 pour 100 à 100 pour 100, un mélange de bisulfate et de pyrosulfate acide; à 100 pour 100, du pyrosulfate acide.

La méthode employée peut être certainement généralisée pour l'étude des sels doubles par exemple.

L'étude de SO^4H^2 pur a permis, en passant, de constater que cet acide suivait la loi des conductibilités moléculaires et donnait des solutions meilleures conductrices que les solutions aqueuses correspondantes.

Biréfringence magnétique de liquides organiques non colloïdaux; par MM. A. Cotton et H. Mouton. — Dans leurs communications antérieures, MM. Cotton et Mouton avaient montré que la biréfringence magnétique (Majorana), ainsi que d'autres phénomènes magnéto-optiques observés dans certaines liqueurs colloïdales, pouvaient être expliqués, avec les caractères singuliers qu'ils présentent, par la présence dans ces liquides de particules ultramicroscopiques en suspension. Jusqu'ici les nombreuses recherches faites pour retrouver le même phénomène dans des liquides purs étaient restées infructueuses. MM. Cotton et Mouton, employant un champ plus intense et la méthode optique qui leur avait servi pour l'étude des colloïdes, ont obtenu des résultats positifs.

La nitrobenzine (déjà intéressante, comme on sait, par la grandeur exceptionnelle qu'y présente le phénomène électro-optique de Kerr) possède nettement une biréfringence magnétique dont le signe est positif. Dans un champ uniforme de 18500 gauss, à la sortie d'une cuve de $4^{cm},2$ d'épaisseur, une vibration rectiligne incidente à 45° des lignes de force est transformée en une vibration elliptique, et l'angle β dont la tangente mesure le rapport des axes est égal à 36′ à la température de 24° (lumière jaune de l'arc au mercure).

Cette biréfringence varie proportionnellement au carré du champ magnétique. Cette loi a été établie d'abord par une série de mesures faites dans des champs uniformes allant jusqu'à 18500, puis par des mesures faites avec le gros électro-aimant du Polytechnicum de Zurich, grâce à l'obligeance et avec la collaboration de M. Weiss. La loi simple continue à représenter le phénomène, même quand le champ dépasse 31000 unités. Il n'y a donc pas d'indication d'une *saturation* comme on l'avait observé pour l'hydroxyde de fer colloïdal.

Le phénomène ne peut être attribué à la présence de particules accidentelles en suspension. Il ne disparaît pas quand on filtre le liquide sur une bougie serrée, et l'on retrouve la même valeur quand on compare des échantillons différents du produit pur.

MM. Cotton et Mouton ont retrouvé la même propriété plus ou moins marquée *dans tous les composés liquides de la série aromatique qu'ils ont étudiés*. La benzine elle-même est active, et, ici encore, on obtient les mêmes résultats avec des échantillons purs du commerce, de provenance ou de préparation différentes. Le rapport de la biréfringence de la benzine

à celle de la nitrobenzine est 0,24. Les dérivés étudiés : benzine monochlorée, monobromée, monoiodée, aniline, toluène, ortho et métanitrotoluène, chlorure de benzoyle, acétate de benzyle, les trois xylènes et leurs dérivés nitrés, le cumène, le cinnamate d'éthyle, présentent des activités variables d'un corps à l'autre, mais presque toujours supérieures à celle de la benzine.

La comparaison des valeurs de β caractéristiques de chaque corps a pu être faite, et dans certains cas déjà avec précision. En vue de ces dernières mesures faites à Zurich, M. Weiss avait muni son électro-aimant de pièces polaires de forme appropriée, très allongées dans une direction normale aux lignes de force. On pouvait ainsi étudier ces liquides transparents sous une grande épaisseur, le champ restant encore plus intense dans la partie centrale que dans les expériences antérieures. Dans ces conditions, la biréfringence magnétique devient extrêmement nette. Avec la nitrobenzine, par exemple, elle peut être constatée directement en regardant une source de lumière quelconque au travers de la cuve placée entre deux nicols croisés à 45° des lignes de force. L'angle β dépassait en effet 6°. C'est à cet angle qu'on comparait dans chaque cas l'angle donné par les différents liquides remplissant tour à tour la cuve qu'on remettait toujours exactement en place. Les nombres obtenus, qui devront être corrigés de l'influence de la température, seront publiés ailleurs. En constatant pour divers liquides la proportionnalité des angles β obtenus pour différentes valeurs du courant avec ceux qui, pour les mêmes courants, mesuraient la biréfringence de la nitrobenzine. on a vérifié pour ces liquides la loi de proportionnalité de la biréfringence au carré du champ.

Comme les liquides de la série benzénique, sont actifs les composés liquides qui renferment plusieurs noyaux benzéniques ou des noyaux analogues avec doubles liaisons (naphtaline monochlorée, monobromée, pyridine, furfurol).

Au contraire, *les liquides de la série grasse étudiés* (au nombre d'une vingtaine, carbures, alcools, éthers, etc.) *se sont montrés inactifs*. Le cyclohexone et le cyclohexanone. composés cycliques sans doubles liaisons, se sont montrés inactifs, de même que l'essence de térébenthine.

Les composés aromatiques et analogues se distinguent donc très nettement au point de vue de cette propriété nouvelle. Elle ne leur appartient cependant pas exclusivement : le sulfure de carbone présente en effet une biréfringence magnétique, même quand on le filtre sur bougie ou qu'on le distille avant l'expérience; cette biréfringence est *négative*, son rapport à celle de la nitrobenzine est — 0,19. Elle varie, elle aussi, proportionnellement au carré du champ. Elle ne peut être attribuée à une impureté accidentelle.

L'inactivité des liquides de la série grasse a été vérifiée à nouveau dans certains cas dans les conditions meilleures réalisées à Zurich (¹). On n'a obtenu non plus aucune biréfringence avec différents liquides minéraux et notamment avec l'eau distillée.

Cette propriété nouvelle ne semble donc pas être une propriété générale de tous les milieux soumis à l'action du champ magnétique, mais on est dès à présent autorisé à affirmer qu'elle caractérise nettement des classes entières de corps et que sa recherche, qui peut être faite avec de petites quantités de liquide, pourra rendre des services aux chimistes. Son interprétation théorique ne pourra être faite utilement que lorsque les études en cours seront poussées plus loin. En particulier, l'étude de l'influence de

(¹) Une légère biréfringence positive (0,04 de celle de la nitrobenzine) a été rencontrée dans l'acétylacétone; mais la comparaison de différents échantillons n'a pas été faite encore.



la température et la comparaison avec le phénomène électro-optique montreront peut-être si l'on ne doit pas admettre, dans ces liquides, la présence ou la formation d'associations moléculaires non visibles à l'ultramicroscope.

Ionisation par barbotage; par M. Louis Bloch. — Lord Kelvin a fait voir en 1894 que l'air atmosphérique, après avoir barboté dans l'eau, possède une charge électrique. Cette charge, facile à déceler au cylindre de Faraday, est négative lorsque l'air a barboté à travers l'eau pure ou presque pure, mais elle s'annule et finit par devenir positive quand l'eau est mélangée d'impuretés acides ou salines.

Ce phénomène a été étudié depuis par d'autres expérimentateurs, qui l'ont tous rapproché d'un phénomène analogue découvert par Lenard, l'électrisation de l'air au voisinage des chutes d'eau. Lorsqu'un jet d'eau se brise contre un obstacle, l'air avoisinant est électrisé. Sa charge est négative si l'eau est pure, elle s'inverse et devient positive lorsqu'on prend de l'eau salée.

Les travaux de J.-J. Thomson, Kösters, Köhler, Aselmann, Eve, etc., ont mis hors de doute le fait que dans le cas des chutes d'eau comme dans le cas du barbotage les phénomènes sont d'une sensibilité extrême à la présence des impuretés dans le liquide. Des traces de rosaniline dans l'eau peuvent se déceler par leur effet électrique alors qu'elles ne donnent encore aucune coloration visible.

Nous avons repris l'étude systématique des phénomènes de barbotage, en nous attachant surtout au barbotage de l'air dans l'eau distillée. L'air employé est filtré sur un tampon de coton pour perdre toute trace de conductibilité antérieure pouvant provenir de la détente à l'orifice de la canalisation ([1]). Il est de la sorte privé de poussières, qui pourraient modifier la dimension des centres électrisés dus au barbotage. On s'est servi d'eau distillée ordinaire. Lorsqu'on ne fait barboter dans cette eau que de l'air filtré, elle donne des effets sensiblement constants pendant un temps très long.

Contrairement à ce qu'on pouvait attendre, d'après l'analogie généralement admise, le barbotage de l'air dans l'eau donne un résultat tout différent du phénomène des chutes d'eau, ou barbotage de l'eau dans l'air. D'après Köhler et Aselmann, le phénomène est strictement unipolaire. L'eau distillée ne produit dans l'air que des ions d'un seul signe, des ions négatifs. Au lieu de cela nous avons toujours trouvé dans l'air après barbotage des ions des deux signes, en quantité comparable. La charge négative transportée par l'air n'est qu'un excès de charge négative sur une charge positive également présente dans le gaz.

Une autre différence très importante résulte des mesures de mobilité. Si par des mesures de ce genre on cherche à se rendre compte de la grosseur des centres électrisés, on trouve dans le cas du barbotage des mobilités moyennes assez grandes, de l'ordre du millimètre, c'est-à-dire 10 fois moins grandes à peine que celles des ions du radium ou des rayons Röntgen. Au contraire, dans le cas des chutes d'eau, on a observé des mobilités moyennes beaucoup plus faibles, qui rapprochent les ions produits dans ces conditions des *gros ions* trouvés dans les gaz de la flamme par *Langevin* et *Bloch*.

Il semble résulter de là qu'il ne faut pas considérer comme tout à fait comparables l'ionisation par barbotage et l'ionisation par chutes d'eau. La présence d'ions de mobilité relativement grande dans un gaz chargé d'hu-

([1]) *Voir* L. Bloch, *Comptes rendus*, 1906, p. 1226.

midité mérite d'être signalée. Il convient de la mettre en regard des intéressants faits découverts par M. de Broglie [1] montrant la transformation des petits ions en gros ions au contact de l'humidité.

Dans le cas de l'eau distillée, il est possible de discerner une légère dissymétrie entre les ions des deux signes. Les mobilités moyennes ne sont pas tout à fait les mêmes, et, comme dans le cas des petits ions, ce sont les ions négatifs qui sont les plus mobiles. On trouve, par exemple, $1^{m},4$ pour les ions négatifs, $0^{mm},8$ pour les ions positifs.

Si l'on remplace l'eau distillée par une solution d'acide sulfurique, une solution normale par exemple, les phénomènes observés sont tout différents : 1° la charge totale emportée par le gaz est *positive ;* elle est d'ailleurs encore la différence entre deux charges de signe contraire, beaucoup plus grandes que leur différence ; 2° les mobilités des ions des deux signes ont diminué dans des proportions énormes ; elles sont de l'ordre des mobilités des gros ions ($\frac{1}{300}$ de millimètre) ; 3° il n'est plus possible de trouver une dissymétrie de mobilité entre les ions des deux signes. Les solutions plus concentrées se comportent comme la solution normale. Les solutions moins concentrées se rapprochent peu à peu du type de l'eau pure. Elles donnent lieu à un accroissement continu des mobilités, en même temps que la charge totale s'annule pour une solution $\frac{1}{64}$ normale et redevient négative pour les solutions extrêmement diluées.

L'acide chlorhydrique présente des phénomènes analogues. Le point neutre correspond à une teneur d'environ $0^{g},75$ par litre. Certains liquides organiques, comme l'alcool, présentent le phénomène d'ionisation par barbotage d'une manière intense. Par contre l'huile de vaseline, le mercure ne donnent rien. Il ne semble pas que l'effet soit lié à la simple déformation des surfaces liquides.

Pour avoir des effets constants, il est indispensable d'opérer à température constante. L'ionisation par barbotage est en effet extrêmement sensible aux changements de température. Un refroidissement agit dans le sens d'une légère augmentation de la mobilité moyenne. Il diminue la proportion des ions de faible mobilité toujours présents en quantité appréciable dans les gaz soumis au barbotage.

M. M. DE BROGLIE pense qu'il n'est pas sans intérêt de faire les remarques suivantes, après la communication de M. Bloch.

On sait que la présence de centres neutres dans l'air qui barbote dans des solutions diluées a pour effet de faire varier l'effet d'ionisation et notamment de l'augmenter très fortement dans le cas des solutions très étendues. Si l'on trace les courbes qui représentent, avec les concentrations en fractions de molécule pour abscisses et pour ordonnées respectivement : courbes 1 et 2, l'ionisation due aux ions + et — dans le cas de l'air filtré ; courbes 1′ et 2′, l'ionisation due aux ions + et — quand l'air qui barbote est chargé d'une quantité de centres neutres :

La différence des ordonnées des courbes 1′ et 2′ et des ordonnées de 1 et 2 pourra servir à apprécier le nombre de charges qui n'étaient pas utilisées dans le barbotage simple et qui se fixent sur les centres neutres quand le gaz en contient.

On peut considérer successivement trois régions :

Région A : concentrations inférieures à $\frac{M}{5000}$; les courbes 1 et 2 sont basses, 2 est au-dessus de 1 ; 1′ et 2′ sont élevées au-dessus de l'axe des abscisses, 2′ est au-dessus de 1′.

---

[1] *Voir* DE BROGLIE, *Comptes rendus,* 1907.

Région B : concentrations de $\frac{M}{5000}$ à $\frac{M}{100}$; les courbes 1 et 2 ont monté, elles sont voisines l'une de l'autre (et se coupent vers la fin de cette région); les courbes 1′ et 2′ sont presque confondues, très élevées au-dessus de l'axe des abscisses, et passent par un maximum.

Région C : concentrations supérieures à $\frac{M}{100}$; les courbes 1 et 2 baissent lentement, 1 est au-dessus de 2; les courbes 1′ et 2′, toujours presque confondues ensemble, baissent et tendent à se confondre avec 1 et 2.

On voit donc que, dans la région C, la présence des centres neutres tend à ne plus influer, le barbotage semble ne pas libérer plus de charges que ne peuvent en prendre les centres qu'il fournit lui-même et qui, d'après les mesures de M. Bloch, sont gros. Dans la région B, le barbotage fournit des centres moyens et beaucoup plus de charges que de centres. Dans la région A, le barbotage seul fournit encore beaucoup de charges, mais de moins en moins de centres; l'effet des centres neutres, qui est intense, montre, par sa diminution et sa dissymétrie vers les grandes dilutions, que les charges disponibles commencent à décroître, les positives disparaissent plus vite que les négatives quand la quantité d'électrolyte dissous devient extrêmement faible.

SÉANCE DU 6 DÉCEMBRE 1907.

PRÉSIDENCE DE M. H. LE CHATELIER.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 15 novembre est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues Membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être Membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 20 décembre prochain.

MM. AMAR (J.), Préparateur de Physique à la Faculté de Médecine de Paris.
BOTTIN (Alphonse), Professeur au Lycée de Saint-Etienne.
FERRIÉ (G.), Capitaine du Génie, à Paris.
GUILLET (Léon), Dr ès Sciences, Ingénieur des Arts et Manufactures, à Paris.
MILAN (Stefanik), Dr ès Sciences, à l'Observatoire d'Astronomie physique de Meudon.
SWINTON (Alan A. Campbell), Ingénieur à Londres (Angleterre).

M. le PRÉSIDENT annonce la perte douloureuse que la Société vient de faire en la personne de M. Joseph LAFFARGUE, Ingénieur électricien, ancien Directeur de l'usine municipale des Halles centrales.

Sur l'interprétation théorique des raies spectrales; par M. J. HADAMARD. — Le phénomène des raies spectrales présente une analogie indéniable avec beaucoup d'autres phénomènes vibratoires connus (sons propres d'un tuyau sonore, d'une corde, etc.), mais avec une différence importante : *les harmoniques successifs sont en nombre infini pour une fréquence*



finie. Les raies spectrales vont en se condensant indéfiniment dans le voisinage de certaines longueurs d'ondes particulières *différentes de zéro*.

L'étude mathématique d'une circonstance de cette nature était à peu près impossible tant qu'on ne disposait pas de méthodes analytiques générales et simples pour la recherche des harmoniques.

Aujourd'hui, cette lacune est comblée par la méthode de M. Fredholm. Ce savant a formé directement l'équation qui a pour racines les valeurs de λ pour tout phénomène régi par une équation de la forme [1]

$$\varphi(M) + \lambda \int \varphi(M') K(M, M') \, d\tau_{M'} = 0. \tag{1}$$

Or, toutes les vibrations harmoniques étudiées mathématiquement jusqu'ici dépendent d'équations intégrales de la forme (1); plus précisément, en général, de la forme

$$\varphi(a, b, c) = \lambda \int\int\int G\begin{pmatrix} a, b, c \\ x, y, z \end{pmatrix} \varphi(x, y, z) \, dx \, dy \, dz, \tag{1'}$$

G étant une fonction donnée de a, b, c, x, y, z, et l'égalité devant avoir lieu quelle que soit la position du point (a, b, c) dans le domaine $\mathfrak{R}$ donné. De plus, λ est proportionnel aux fréquences.

Il en résulte que celles-ci (dans les phénomènes ainsi régis) *ne peuvent pas être distribuées comme celles qui correspondent aux raies spectrales*. Un nombre fini d'entre elles seulement peuvent être inférieures à une limite donnée quelconque.

Les raies spectrales doivent donc être régies par des équations intégrales de forme notablement différentes, se distinguant des précédentes par la manière dont la fréquence y intervient.

Des systèmes mécaniques conduisant à de telles équations intégrales ont été formés par M. Ritz, puis, sous une forme plus simple, par M. Fredholm. L'hypothèse de M. Fredholm consiste à admettre que deux molécules exercent l'une sur l'autre une action proportionnelle à la différence de leurs écarts par rapport à leurs positions d'équilibre respectives.

Dans ces conditions, on trouve une équation intégrale où la fréquence figure en facteur dans le coefficient, non du terme intégral [comme dans (1')], mais du terme fini. Les périodes propres peuvent alors être distribuées comme le sont, d'après les résultats expérimentaux, les raies spectrales.

Rien ee prouve, bien entendu, que les forces véritablement agissantes soient du nouveau type imaginé par M. Fredholm. Ce qui est certain, c'est que la question de savoir si telle ou telle hypothèse peut expliquer la distribution des raies devra, à l'avenir, être jugée par l'examen de l'équation intégrale à laquelle cette hypothèse conduit.

La fixation de l'azote atmosphérique au moyen de l'électricité; par M. J. Blondin. — I. Le problème de la fabrication industrielle des composés oxygénés de l'azote et des composés ammoniacaux est aujourd'hui, comme

(1) M est un point quelconque d'une certaine multiplicité (ligne, surface, volume) $\mathfrak{R}$; $\int$ un signe d'intégration étendue à la variation d'un point M' sur toute la multiplicité $\mathfrak{R}$: $d\tau_{M'}$ l'élément d'étendue de $\mathfrak{R}$. φ est une fonction inconnue de la position d'un point sur $\mathfrak{R}$, pendant que K(M, M') est une fonction donnée de la position de deux points M, M'. Le problème consisterait à trouver le nombre λ et la fonction φ.

l'ont montré l'économiste anglais David Wood en 1895 et, d'autre part, sir W. Crookes dans une conférence faite en 1898 à la British Association, une question de vie ou de mort pour la race blanche. Il résulte en effet des statistiques de Wood qu'en 1870, sur une population totale de 1525 millions, les *mangeurs de pain* étaient au nombre d'environ 359 millions et qu'en 1895 ils atteignaient 510 millions, soit une augmentation de 37 pour 100. Pendant cette même période l'étendue des terrains consacrés aux cultures vivrières n'a augmenté que de 20,4 pour 100 et la progression de cette augmentation ne pourra que diminuer, car il est probable que dans moins de 30 ans toutes les terres du globe où l'on peut faire la culture du blé seront utilisées pour cette culture. Il devient donc nécessaire dès aujourd'hui d'augmenter le rendement à l'hectare des terres cultivées en blé, afin de satisfaire aux exigences rapidement croissantes des mangeurs de pain. Or cet accroissement du rendement ne peut être obtenu que par l'emploi des engrais chimiques.

Il ne semble pas que les engrais ammoniacaux puissent faire défaut. L'utilisation des gaz de hauts fourneaux pour la production de la force motrice a en effet amené, en nécessitant l'épuration de ces gaz, la fabrication d'une énorme quantité de sulfate d'ammonium jusqu'alors perdue. D'autre part la substitution progressive du moteur à gaz pauvre au moteur à vapeur permettra, par divers procédés, dont le procédé Mond, de récupérer, sous forme de produits ammoniacaux, la majeure partie de l'azote accumulé dans la houille et qui est aujourd'hui perdu avec les gaz de la combustion. Enfin un procédé tout récemment appliqué permet de fabriquer dans des conditions économiques un nouvel engrais, la cyanamide calcique, qui, enfouie dans le sol, donne de l'ammoniaque.

Jusqu'à ces derniers temps on était plus inquiet au sujet des composés oxygénés de l'azote, nécessaires non seulement à l'agriculture mais encore à la fabrication des explosifs qui sont, à l'heure actuelle tout au moins, les instruments les plus puissants de la prépondérance de la race blanche. Les gisements d'azotate de sodium du Pérou et du Chili, dont la production a passé de 175000^t en 1870 à 1500000^t en 1905, paraissent en effet devoir être épuisés dans un délai relativement court.

2. Avant même que Wood et Crookes n'aient attiré l'attention des chercheurs sur la nécessité de trouver des procédés de fixation de l'azote atmosphérique, quelques savants avaient tenté de réaliser cette fixation d'après le principe de l'expérience de Cavendish (ou plutôt de Priestley qui, d'après des recherches bibliographiques récentes, l'aurait exécutée avant Cavendish). Signalons MM. Ch. Guye et Ph. Guye de Genève, qui, à l'instigation de M. Naville, commencèrent des recherches dans cette voie dès 1893; notre collègue M. Perot qui, en collaboration avec M. Coupier, parvenait en 1895 à obtenir le rendement satisfaisant de 360^{kg} d'acide azotique par kilowatt-an. A la suite de la communication de sir W. Crookes le problème entre dans la phase industrielle : en 1902 l'Atmospheric Products Co installe à Niagara une puissante usine pour la fabrication de l'acide azotique par les procédés Bradley et Lovejoy; la même année M. de Kowalski commence à Fribourg des recherches qui, continuées par M. Moscicki, conduisent à l'installation d'une usine d'essais à Vevey; en 1903 M. Birkeland, de Christiania, trouve un nouveau procédé, lequel, à la suite des perfectionnements de MM. Birkeland et Eyde, est aujourd'hui appliqué sur une grande échelle à Nottoden, en Norvège; enfin, en 1903 également, MM. Frank et Caro font connaître leur procédé de fabrication de la cyanamide calcique appliqué depuis plus d'un an en Italie, à l'usine de Piano d'Orte et qui, dans quelques semaines, sera utilisé dans plusieurs usines actuellement en construction, notamment à Notre-Dame de Briançon, en France.

3. Le procédé Frank et Caro utilise indirectement l'énergie électrique.



Celle-ci sert à la fabrication du carbure de calcium, lequel, chauffé en présence de l'azote, donne la cyanamide calcique d'après la réaction

$$CaC^2 + Az^2 = CaCAz^2 + C.$$

4. Les procédés Bradley et Lovejoy, Kowalski et Moscicki, Birkeland et Eyde, utilisent l'énergie électrique à la combinaison directe de l'azote et de l'oxygène, laquelle donne de l'oxyde azotique AzO qui, en présence de l'oxygène de l'air et de l'eau, se transforme en acide azotique et acide azoteux.

L'équilibre de la réaction réversible $Az + O \rightleftharpoons AzO$ a été étudié par divers savants allemands, en particulier par Nernst lequel a trouvé expérimentalement que la proportion de AzO croît rapidement avec la température, passant de 0,37 à 5 pour 100 quand la température passe de 1811° à 3200° de l'échelle absolue. D'après ces résultats le rendement sera d'autant meilleur que la température à laquelle est porté l'air est plus élevée (pour avoir une plus grande proportion de AzO) et que le refroidissement est plus rapide (pour éviter la rétrogradation de la réaction); ces conditions peuvent être aisément satisfaites par l'arc électrique et l'on peut dès lors envisager son action comme une action purement thermique; c'est ce qu'a fait Nernst, lequel, en appliquant les lois de la Thermodynamique à l'étude de l'équilibre du système Az, O, AzO, a trouvé des nombres concordant bien avec ceux fournis par l'expérience. Toutefois il est permis de se demander s'il n'y a pas, en même temps que le phénomène thermique, une action ionisante de l'arc sur les molécules d'azote et d'oxygène.

Dans le procédé Bradley et Lovejoy on fait jaillir des arcs de 10^{cm} à 15^{cm} de long entre des électrodes tournantes montées sur un arbre vertical et des électrodes fixes montées sur un cylindre concentrique; ces électrodes sont reliées aux bornes d'un alternateur donnant une différence de potentiel de 8000 à 15000 volts; avec une vitesse angulaire suffisante des électrodes mobiles on parvient à réduire la durée des arcs à $\frac{1}{10000}$ de seconde. Le rendement semble, bien qu'on n'ait pas de renseignements précis à ce sujet, assez satisfaisant. L'usine de Niagara où il était exploité a cependant cessé de fonctionner dès 1904, sans doute par suite des difficultés d'éviter la formation simultanée d'un grand nombre d'arcs produisant un court-circuit.

Primitivement le procédé Kowalski et Moscicki reposait sur l'emploi de décharges oscillatoires de fréquence élevée (8000 à 12000), M. de Kowalski ayant reconnu que le rendement croît avec la fréquence. Ces décharges sont obtenues au moyen de condensateurs intercalés sur des circuits inductifs. D'après les essais faits à Vevey sur une échelle industrielle, on ne peut dépenser dans chaque circuit qu'une énergie relativement faible, de sorte qu'il faut installer un grand nombre de condensateurs, ce qui rend le prix d'établissement trop élevé. Pour cette raison M. Moscicki a essayé un autre système où un arc à 3000 volts est mis en rotation continu par un champ magnétique; il obtient ainsi 60^g d'acide azotique par kilowatt-heure, soit 525^{kg} par kilowatt-an; ce procédé n'a pas encore reçu d'application industrielle.

Le procédé Birkeland et Eyde utilise également l'air soufflé par un champ magnétique. Ce champ est dirigé normalement aux électrodes; si celles-ci sont alimentées par du courant continu on obtient une flamme en forme de demi-disque; si on les alimente avec du courant alternatif on obtient un disque entier. Dans les fours utilisés à l'usine de Notodden, qui consomment chacun de 500 à 1000 kilowatts, le diamètre de ce disque atteint 2^m. Cette usine, dont la description est accompagnée de la projection de nombreux clichés obligeamment prêtés par M. Birkeland, comprend actuellement 12 batteries de 3 fours chacune, soit 36 fours absorbant une puissance totale de 30000 chevaux, fournie sous forme de courants triphasés par l'usine

génératrice hydraulique de Svealgfos; très prochainement la puissance utilisée sera portée à 45000 chevaux sans que le nombre de fours soit augmenté. Le rendement pratique étant de 500^{kg} d'acide azotique par kilowatt-an, la production annuelle de cette usine atteindra alors environ 17000^{t} d'acide azotique. Cet acide est entièrement transformé en azotate de calcium, d'un transport plus commode. On prévoit que d'ici peu de temps 300000 chevaux seront utilisés, rien qu'en Norvège, à cette fabrication. Il est question de construire une usine en France, dans les Pyrénées.

5. De nombreux essais ont été faits pour reconnaître la valeur agricole des nouveaux engrais, cyanamide calcique et azotate de calcium. Pour ce dernier il est démontré que, à égalité d'azote disponible, il produit les mêmes effets que l'azotate de sodium du Pérou. Pour la cyanamide calcique, on est moins bien fixé, mais il semble toutefois qu'elle soit équivalente au sulfate d'ammonium. Le développement de l'utilisation de ces nouveaux engrais exige donc seulement que leurs prix de revient soient inférieurs aux prix de vente des engrais actuels à égalité d'azote disponible. Or, d'après M. Ph.-A. Guye, la fixation du kilogramme d'azote par le procédé Birkeland et Eyde coûte 1^{fr},15 ou 1^{fr},25 suivant qu'on fabrique l'acide azotique ou l'azotate de calcium (en comptant le kilowatt-an à 50^{fr}), alors que le prix de vente du kilogramme d'azote contenu dans l'azotate de sodium du Pérou ressort à 1^{fr},55. Avec la cyanamide calcique le prix de revient serait de 1^{fr},35 à 1^{fr},57 tandis que le prix de vente du kilogramme d'azote du sulfate d'ammonium est de 1^{fr},45: mais sur ce point les bases des calculs de M. Guye sont contestées par M. Caro.

Sur l'énergie nécessaire à la séparation des mélanges gazeux; par M. Georges Claude. — M. G. Claude rappelle que, dans un travail publié en 1875, Lord Rayleigh a montré la possibilité d'obtenir du travail par le mélange de deux gaz sans affinité réciproque, ce qui implique, contrairement à l'opinion courante, la nécessité de dépenser du travail pour résoudre un tel mélange en ses éléments. M. Claude donne de ce fait une démonstration dont les éléments lui ont été soumis par M. le professeur Ostwald et qui repose sur la considération des parois semi-perméables. On retrouve aisément par cette démonstration l'expression remarquable de la loi de la séparation des mélanges gazeux, à savoir, que cette séparation nécessite un travail égal à la somme des travaux individuels de compression de chaque gaz, de sa pression partielle à la pression totale du mélange. On trouve ainsi que, dans le cas de l'air, l'obtention de 1$^{m^3}$ d'oxygène à la pression atmosphérique coûte théoriquement 0,1 cheval-heure. Dans le cas du processus de séparation par voie de liquéfaction, M. Claude montre que la différence des points d'ébullition des éléments à séparer, qui est le gage de la séparation, est en même temps l'origine de la dépense d'énergie prévue par la théorie. Il y a lieu cependant de remarquer que, pour celle-ci, le travail de séparation est évidemment indépendant de la nature des gaz à séparer, tandis que dans le processus par liquéfaction il dépend essentiellement de la différence de ces gaz au point de vue de la liquéfaction. Si donc cette différence était faible, le cycle pourrait être parcouru moyennant une dépense d'énergie inférieure à celle prévue par la théorie. Cette anomalie apparente provient de ce que dans ce cas le processus en question est impuissant à provoquer une séparation complète, la phase liquide et la phase vapeur correspondantes étant nécessairement sensiblement identiques.



SÉANCE DU 21 DÉCEMBRE 1907.

PRÉSIDENCE DE M. H. LE CHATELIER.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 6 décembre est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues Membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être Membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 17 janvier prochain.

MM. BONDAT (Joseph), Professeur à l'Ecole de Sorèze (Tarn).
HARCKMAN (Pierre), Commis des Télégraphes belges et Chimiste, à Tournai (Belgique).
PRADET (Antonin), Professeur à l'Ecole de Sorèze (Tarn).
SACRED HEART COLLEGE, Shembaganur, Madura District (Indes anglaises).

Sur la proposition du Conseil, M. Henri BECQUEREL, Membre de l'Institut, et M. J.-J. THOMSON, F. R. S., Fellow of Trinity College, à Cambridge, sont élus à l'unanimité Membres honoraires de la Société.

Sont élus Membres de la Commission chargée de vérifier les comptes de l'année : MM. GAY, GIRARDET et VIEILLE.

M. le PRÉSIDENT annonce que le Rapport de la Commission des comptes sera envoyé à tous les Membres de la Société et que l'on votera sur son adoption à la séance du 7 février 1908.

M. le SECRÉTAIRE GÉNÉRAL signale dans la correspondance une Note de M. Albert NODON intitulée : *Recherches sur les variations du potentiel terrestre.*

M. le PRÉSIDENT annonce en ces termes la mort de Lord KELVIN :

« La Science vient de faire une perte irréparable en la personne de Lord KELVIN. C'était le plus grand savant de l'époque actuelle, un des plus grands que l'humanité ait jamais produits. A voir la multiplicité de ses aptitudes intellectuelles, son activité inlassable au travail, on disait parfois qu'il avait réuni en lui seul les éléments suffisants pour constituer trois hommes de génie distincts : un philosophe, un industriel et un savant.

» Il était passionné, comme beaucoup de physiciens de l'école anglaise, pour les spéculations théoriques sur la constitution de la matière, sur les principes des forces naturelles et sur l'évolution de l'univers. Il suffit de rappeler sa théorie des atomes tourbillons, ses hypothèses sur la nature de l'électricité, ses calculs sur l'âge de la Terre et la vie probable du Soleil. Il ne fut jamais. fait trop rare dans l'histoire de la Science, la dupe de ses théories. Lors de son jubilé, il répondait aux deux mille admirateurs venus du monde entier pour le féliciter : « Un mot suffit pour résumer les résul-
» tats du plus intense de mes efforts que j'ai soutenu sans relâche pendant
» cinquante années consécutives, vers une science plus parfaite, ce mot est :
» *Insuccès.* Je ne sais aujourd'hui rien de plus au sujet des forces élec-
» triques ou magnétiques, ou de l'affinité chimique, que je n'en savais et
» que je n'en enseignais à mes élèves, au jour de ma première leçon. »

» Malgré ses préoccupations philosophiques, Lord Kelvin était un esprit

remarquablement pratique. Il présidait un grand nombre de sociétés industrielles, s'occupait personnellement de la construction et de la vente des appareils de son invention. Parmi ceux-ci, on doit rappeler, à côté de ses nombreux appareils de mesures électriques, son compas de mer, ses sondes de grande profondeur, etc. Mais, de toutes ses réalisations pratiques, la plus belle, sans aucune contestation, est la création de la télégraphie transatlantique. Après avoir démontré que la vitesse de transmission des signaux se ralentissait proportionnellement au carré de la longueur des câbles, ce qui semblait enlever tout espoir d'envoyer jamais un télégramme en Amérique, il rendit cette transmission possible en inventant son galvanomètre à miroir mobile et le *siphon-recorder*. Pendant 10 ans, il lutta pour obtenir la pose d'un câble entre l'Angleterre et les Etats-Unis et prit une part prépondérante aux opérations elles-mêmes. En 1857, il s'embarquait sur le *Niagara*, avec le premier câble qui ne vécut que quelques semaines. En 1866, il s'embarquait de nouveau sur le *Great Eastern* avec le câble qui devait définitivement relier les deux continents. Le premier télégramme fut envoyé par le Président des Etats-Unis pour proclamer que *le triomphe de William Thomson était plus glorieux qu'aucune victoire gagnée sur un champ de bataille.*

» Ses travaux scientifiques peuvent être groupés en trois chapitres distincts :

» Etudes de Physique mathématique sur les principes fondamentaux de la Science;

» Recherches expérimentales sur les applications des principes;

» Enfin, création de nombreux appareils de mesures électriques.

» Parmi ses recherches de science pure, les plus importantes certainement se rattachent à la Thermodynamique. Il découvrit en quelque sorte le Mémoire capital de Sadi Carnot sur la puissance motrice du feu, complètement inconnu des physiciens. Il en développa toutes les conséquences scientifiques que Sadi Carnot avait à peine effleurées. Il formula les notions nouvelles de la température absolue, de l'énergie utilisable et de la dissipation de l'énergie. Lorsque Joule eut définitivement démontré le principe d'équivalence, fait ignoré de Sadi Carnot, Lord Kelvin montra que ce changement ne modifiait pour ainsi dire aucune des conséquences établies antérieurement.

» Parmi ses recherches expérimentales, ses principales découvertes à rappeler sont : l'abaissement du point de fusion de la glace et la théorie du regel, étudiée en commun avec son frère James; la découverte de l'effet Joule-Thomson, qui sert aujourd'hui de base au procédé de liquéfaction des gaz; enfin, la découverte de l'effet Thomson dans les phénomènes thermoélectriques.

» W. Thomson naquit le 26 juin 1824. Il était le second fils de James Thomson, alors professeur à Belfast, mais qui fut nommé en 1832 à l'Université de Glascow où, jusqu'à sa mort, il eut pour collègues ses deux fils, William et James.

» Le jeune William avait fait de brillantes études. A 14 ans, il obtenait un prix de l'Université pour une Etude sur la figure de la Terre et, à l'âge de 22 ans, il était nommé professeur de Philosophie naturelle, c'est-à-dire de Physique générale, à l'Université de Glascow. Il remplit ces mêmes fonctions pendant cinquante-quatre années consécutives. Son enseignement se fit surtout remarquer par la création de laboratoires pour l'étude de la Physique expérimentale. Il n'en existait à cette époque, pour ainsi dire, aucun en Angleterre, en dehors de celui de Faraday, à la Royal Institution de Londres.

» Lord Kelvin n'eut pas d'enfants. Il s'était marié deux fois. La seconde fois, en 1874, avec miss Frances Anna, qu'il rencontra en se rendant à Pernambouc sur un navire où il faisait des expériences de sondage à

grande profondeur. Cette rencontre fut particulièrement heureuse. Lady Kelvin, par son charme personnel, contribua encore à rehausser la popularité de son mari, elle fut sa collaboratrice de tous les instants.

» Lord Kelvin était membre honoraire de la Société de Physique. Parlant couramment le français, il était venu plusieurs fois faire devant notre Société des communications. Depuis son premier voyage à Paris, à l'âge de 21 ans, au sortir de l'Université de Glascow, pour travailler au laboratoire de Regnault, il resta toujours en relations suivies avec les savants français. Il fut en Angleterre un des plus ardents défenseurs de notre Système métrique. »

Dispersion anomale dans les cristaux; par M. Jean BECQUEREL. — Dans une communication précédente (9 juin 1907), on a vu que, sous l'influence d'un abaissement de température, les bandes d'absorption des cristaux de terres rares subissent de grandes variations d'intensité, et que leur largeur est proportionnelle à la racine carrée de la température absolue.

Cette loi a été établie par l'observation des franges obtenues en disposant entre deux nicols une lame cristalline et un compensateur de Babinet placé contre la fente du spectroscope. Les perturbations des franges aux environs des bandes d'absorption permettent de mesurer, à diverses températures, la variation de phase entre les deux vibrations transmises par la lame et, par conséquent, d'évaluer, auprès des bandes non communes aux deux spectres principaux, la variation de l'un des indices de réfraction.

Les plus grandes variations de l'indice, mesurées pour quatre bandes de la *tysonite*, sont indiquées dans le Tableau ci-dessous. Pour trois de ces bandes, la variation de l'indice est, à la température de l'air liquide, quatre à six fois plus considérable qu'à la température ordinaire.

Tysonite.

λ à 25°.	479µµ,1 (sp. extr.).	517µµ,6 (sp. ord.).	523µµ,5 (sp. ord.).	582µµ,5 (sp. ord.).
Δ*n* à 25°	±0,0000195	±0,0000280	±0,0000184	±0,0000368
Δ*n* à —188°	±0,0001138	±0,0001290	±0,0000733	±0,0000334
ε à 25°	$2,29.10^{-7}$	$2,14.10^{-7}$	$0,710.10^{-7}$	$4,82.10^{-7}$
ε à —188°	$7,23.10^{-7}$	$5,31.10^{-7}$	$1,53.10^{-7}$	$2,35.10^{-7}$
$\frac{\varepsilon_{25°}}{\varepsilon_{-188°}} = \frac{N_{25°}}{N_{-188°}}$	0,317	0,402	0,464	2,05
$\frac{e}{m}$	»	$+2,49.10^{7}$	$-2,48.10^{7}$	»
N*e* à 25°	»	$1,01.10^{-5}$	$3,28.10^{-6}$	»
N*e* à —188°	»	$2,50.10^{-5}$	$7,07.10^{-6}$	»
N*m* à 25°	»	$4,05.10^{-13}$	$1,32.10^{-13}$	»
N*m* à —188°	»	$1,00.10^{-12}$	$2,85.10^{-13}$	»
N à 25°	»	$0,89.10^{-15}$	$2,90.10^{-14}$	»
N à —188°	»	$2,21.10^{-15}$	$6,25.10^{-14}$	»

Calcul des constantes diélectriques partielles. — Ces résultats peuvent être interprétés dans la théorie de la dispersion. L'indice de réfraction d'un corps transparent, possédant l'absorption sélective, peut, en effet, être représenté par la formule suivante :

$$n^2 = 1 + \sum \frac{\varepsilon_h \mathfrak{T}^2 (\mathfrak{T}^2 - \mathfrak{T}_{0h}^2)}{(\mathfrak{T}^2 - \mathfrak{T}_{0h}^2)^2 + \mathfrak{T}^2 \mathfrak{T}_h'^2}.$$

$2\pi\vartheta$ est la période de la vibration dont l'indice est n; $2n\vartheta_o$ est la période du milieu d'une bande particulière h; ϑ' est un paramètre proportionnel à l'amortissement moyen de la vibration des électrons; enfin ε_h désigne *la constante diélectrique* des électrons h.

Les variations de l'indice permettent de calculer les coefficients diélectriques ε; en effet, si les bandes sont fines, les plus grandes variations Δn de l'indice ont lieu pour $\vartheta = \vartheta_{oh} \pm \frac{\vartheta'_h}{2}$, et l'on a

$$\varepsilon_h = \frac{4n\,\Delta n\,\vartheta'_h}{\vartheta_{oh}}.$$

Les valeurs des coefficients diélectriques ont été calculées à 25° et à — 188° (air liquide) pour quatre bandes de la tysonite, d'après les valeurs mesurées pour Δn et ϑ', et les résultats sont indiqués dans le Tableau. Les coefficients diélectriques sont variables et augmentent, en général, lorsque la température s'abaisse.

L'énorme augmentation d'intensité que l'on observe pour la majorité des bandes, lorsqu'on plonge le cristal dans l'air liquide, ne provient donc pas uniquement du rétrécissement de ces bandes, mais résulte aussi d'une augmentation de l'énergie totale absorbée, corrélative de l'accroissement du coefficient diélectrique.

Charge totale et masse totale des électrons. — Soient e_h et m_h la charge électromagnétique et la masse de l'un des électrons h, N_h le nombre, par centimètre cube, des électrons vibrant à un même instant, et v la vitesse de la lumière dans l'éther :

$$\varepsilon_h = \frac{4\pi v^2 e_h^2 N_h}{m_h} \vartheta_{oh}^2.$$

Si l'on évalue $\frac{e_h}{m_h}$ d'après l'écartement, dans un champ magnétique, des composantes correspondant à deux vibrations circulaires inverses, on peut calculer Ne et Nm, c'est-à-dire la charge totale et la masse totale, par unité de volume, des électrons absorbants Ces valeurs sont indiquées dans le Tableau pour deux bandes de la tysonite, et il est intéressant de remarquer quelle faible quantité de matière corpusculaire (10^{-12} à 10^{-13} gramme par centimètre cube) entre en jeu dans ces phénomènes.

Considérations sur le nombre des électrons. — Si nous admettons que la charge de chaque électron est égale à la charge d'un ion électrolytique monovalent (10^{-20} U.E.M.), nous trouvons pour le nombre N_h des électrons. par centimètre cube, des chiffres de l'ordre de 10^{14} à 10^{15}. Ces nombres sont extrêmement faibles, si l'on songe qu'un centimètre cube de gaz à 0° et 760mm contient 10^{19} à 10^{20} molécules, et que le nombre des molécules d'un solide est encore plus grand. Même si les bandes appartiennent à un corps en faible proportion dans le cristal, l'hypothèse que la charge e est égale à celle d'un ion électrolytique ou d'un ion gazeux conduit à la conclusion que le nombre moyen des électrons qui vibrent *à un même instant* est beaucoup plus faible que le nombre des atomes du corps auquel appartient la bande considérée.

Ce résultat permet de conclure, ou bien que la charge e est plus faible que la charge actuellement considérée comme l'atome d'électricité, ou bien, plus vraisemblablement peut-être, que *toutes les molécules ne participent pas simultanément à l'absorption.*

Quelle que soit la valeur de la charge d'un électron, la variabilité du coefficient diélectrique ε entraîne la variabilité du nombre N des électrons absorbants. Le nombre des électrons contribuant à produire certaines bandes varie du simple au triple entre 25° et —188°.

Dispersion rotatoire magnétique auprès des bandes. — La mesure des variations du pouvoir rotatoire magnétique, à l'intérieur des bandes d'absorption sensibles à l'action d'un champ magnétique, permet de calculer d'une autre manière les coefficients diélectriques.

Des expériences précédemment décrites (*Le Radium*, février et mars 1907) ont démontré que, dans les cristaux, il existe une liaison entre la dispersion rotatoire magnétique auprès des bandes et les modifications subies par ces bandes dans un champ magnétique. Les résultats sont, au point de vue du sens des phénomènes, entièrement conformes à la théorie de M. W. Voigt. Cette théorie avait déjà expliqué le pouvoir rotatoire magnétique des vapeurs aux environs des raies d'absorption présentant l'effet Zeeman.

La variation χ_h du pouvoir rotatoire, produite par l'effet d'une bande h, au milieu de cette bande, est la suivante :

$$\chi_h = -\varepsilon_h \frac{l c_h \mathrm{R}}{2 \nu n (c_h^2 \mathrm{R}^2 + \mathfrak{I}_h'^2)},$$

l étant l'épaisseur de la substance et $2\pi c_h \mathrm{R}$ la différence des périodes correspondant, dans le champ R, à l'absorption de deux vibrations circulaires inverses.

Les perturbations produites par les bandes ont été observées par une méthode précédemment exposée, au moyen d'un compensateur de Babinet placé entre deux nicols et précédé d'une lame quart d'onde. A l'intérieur de la bande $523^{\mu\mu},5$ de la tysonite, la rotation χ_h a été trouvée égale à 5°58′ pour une lame de $1^{mm},67$ à 17° et à 8°45′ pour une lame de $0^{mm},31$ à —188°.

L'application de la formule précédente conduit à $\varepsilon_{17°} = 0,66.10^{-7}$ et $\varepsilon_{-188°} = 1,64.10^{-7}$.

La concordance entre ces valeurs et les nombres obtenus par la mesure de la dispersion ($\varepsilon_{25°} = 0,71.10^{-7}$ et $\varepsilon_{-188°} = 1,53.10^{-7}$) est tout à fait satisfaisante. L'écart peut être attribué aux erreurs d'expérience.

Ce résultat montre que, dans le cas précédent, la théorie de M. Voigt rend compte de l'influence d'une bande d'absorption, non seulement au point de vue du sens, mais encore au point de vue de la grandeur du phénomène. Auprès de la bande que nous venons de considérer, *la dispersion rotatoire semble due entièrement à l'effet simultané de la dispersion anomale et de la séparation des bandes en deux composantes correspondant à des vibrations circulaires de sens opposés.*

Dans le xénotime, il existe une bande ($522^{\mu\mu},15$) fine, possédant dans un champ de 10000 gauss deux composantes très séparées et pour laquelle la mesure du pouvoir rotatoire peut se faire avec plus de précision.

L'épaisseur de la lame étant 0,80, les résultats suivants ont été obtenus :

R.	χ.	ε.	$\frac{e}{m}$.	Ne.	Nm.	N.
			Température 20°.			
14100	0,2204 (12°37′)	$5,43.10^{-8}$	$1,656.10^{8}$	$3,78.10^{-7}$	$2,28.10^{-15}$	$3,34.10^{13}$
			Température —188°.			
12300	0,4683 (26°50′)	$9,69.10^{-8}$	$1,656.10^{8}$	$6,74.10^{-7}$	$4,07.10^{-14}$	$5,96.10^{13}$

La méthode magnéto-optique seule est applicable à cette bande, car la présence d'une bande voisine dans le spectre extraordinaire ne permet pas la mesure de la variation de l'indice ordinaire.

Les valeurs trouvées pour ε, Ne, Nm, N sont un peu plus faibles que les nombres obtenus pour les bandes de la tysonite.

Comme précédemment, on est conduit à conclure que le nombre des électrons absorbants est fonction de la température, et que, si la charge d'un électron n'est pas inférieure à 10^{-20} U.E.M., une très faible proportion des molécules possèdent, à un même instant, un électron absorbant contribuant à produire une bande particulière.

La masse du décimètre cube d'eau; par M. Ch.-Éd. Guillaume. — On peut fonder la mesure d'un volume soit sur sa définition géométrique, soit sur des relations physiques. La première est la plus naturelle, mais elle présente souvent d'insurmontables difficultés dans son application. Il est, par exemple, pratiquement impossible de rapporter à des mesures linéaires le volume intérieur d'une bouteille ou extérieur d'un corps irrégulier. C'est pourquoi, dans toutes les métrologies anciennes, les volumes sont exprimés en fonction de celui qu'occupe l'unité de masse d'un liquide arbitrairement choisi : eau, huile ou mercure. Le progrès de la Science ayant exigé que les volumes fussent également rapportés au cube de l'unité de longueur, il est devenu nécessaire de déterminer la masse de l'unité de volume du liquide type dans la deuxième définition.

Cette masse étant connue, il reste encore, pour un système pratique de mesures, trois possibilités distinctes. La première consiste à conserver les unités et à se servir du facteur de réduction tel qu'il résulte de l'expérience. Ce facteur est alors nécessairement un nombre compliqué, et il l'est d'autant plus que les mesures sont plus précises. Le second apporte, aux unités, une petite modification qui simplifie le rapport, en supprimant toutes ses décimales supérieures. Le troisième, enfin, abandonne les anciennes unités et utilise le rapport pour établir, par avance, une relation aussi simple que possible entre les deux évaluations du volume.

La presque totalité des systèmes de mesures en sont restés aux relations primitives et ont conservé un rapport de transformation compliqué. Seuls des anciens systèmes, ceux du Danemark et de la Norvège ont défini, le premier en 1698, le second en 1824, la livre comme étant dans une relation relativement simple avec la masse de l'unité de volume d'eau ($\frac{1}{62}$ du pied cube).

Le Système métrique est le premier dans lequel les unités aient été astreintes à transformer le rapport en une égalité. La relation entre le décimètre cube et le litre (volume de 1^{kg} d'eau) est, en effet, fondamentale dans ce Système, et constitue, avec la subdivision décimale, sa supériorité sur tous les autres.

Depuis que le Kilogramme a été établi par Lefèvre-Gineau et Fabbroni, en partant de cette relation *a priori,* on a tenté, à diverses reprises, de déterminer le rapport en question, soit pour vérifier la construction du Kilogramme, soit, dans des systèmes de mesures restés au premier stage de leur développement, pour pouvoir utiliser, dans le calcul des volumes, le rapport fourni par l'expérience.

Lorsque la Commission du Mètre se réunit, en 1872, pour poser les bases du Système métrique international, la question se posa de savoir si l'on modifierait le Kilogramme de manière à le rapprocher de sa définition théorique, ou si on le conserverait, en admettant plus tard une petite correction pour le rapport des volumes suivant leurs deux définitions. La première opinion prévalut, essentiellement parce que les valeurs du rapport, trouvées par divers observateurs, étaient extrêmement divergentes.

Un relevé, fait par Miller, en 1870, des valeurs de la masse du décimètre cube d'eau conduit, en effet, au Tableau suivant :

Auteurs des mesures.	Calculs de Miller.
	kg
Svanberg, Berzélius, etc.........	1,000296
Stampfer........................	0,999653
Kupffer.........................	1,000011

Miller néglige les expériences plus anciennes de Shuckburgh et Kater, qu'il considère comme peu précises, et, prenant la moyenne de celles qu'il conserve, il ne voit aucune raison pour modifier la valeur du Kilogramme. Cette conclusion est corroborée, pour lui, par l'idée que les mesures de Lefèvre-Gineau et Fabbroni ont été très bien faites, et qu'il est difficile d'estimer le sens de l'erreur commise par eux.

Bien que le Kilogramme eût été conservé, la détermination de la masse du décimètre cube d'eau restait d'un grand intérêt, à la fois pour l'expression, en fonction des unités géométriques, des volumes obtenus par des jaugeages, et pour le calcul des pressions, dans lequel intervient directement la masse spécifique du liquide dont la hauteur fait équilibre à la pression mesurée.

Cette détermination a été reprise, à peu près simultanément, par Macé de Lépinay, par M. P. Chappuis et par l'auteur. Après des travaux d'un caractère préliminaire, Macé de Lépinay appliqua la méthode des franges de Talbot à la mesure d'un cube de quartz de 4^{cm} d'arête, dont une nouvelle détermination fut exécutée ultérieurement en collaboration avec MM. Perot et Fabry. Puis un nouveau travail, dont M. Buisson a rendu compte à la Société, a été entrepris par MM. Macé de Lépinay, Benoît et Buisson, sur deux cubes de quartz de 4^{cm} et 5^{cm}. L'emploi simultané des franges des lames mixtes et des franges des lames épaisses permettait de déterminer l'épaisseur et l'indice sur le bord des cubes. Une interpolation pour les indices des plages intérieures fournissait ensuite un élément du calcul des autres épaisseurs, le deuxième étant donné par les franges des lames épaisses.

Les mesures de M. Chappuis ont compris la détermination de cinq cubes de crown, de 4^{cm} à 6^{cm}, taillés, comme ceux de quartz, par M. Jobin. La méthode était une combinaison de celle des franges à l'infini et de celle des anneaux de Newton ou des franges de Fizeau.

M. Guillaume a entrepris la même étude dès l'année 1895. Après de nombreuses mesures sur cinq cylindres, de laiton, de bronze et de bronze blanc, les appareils furent réglés à nouveau, modifiés dans leurs parties essentielles, et le travail repris *ab ovo* sur trois cylindres de bronze, de volumes compris entre $2^{l},1$ et $0^{l},7$. Les mesures linéaires étaient faites par la méthode des contacts mécaniques, consistant à appliquer, contre le corps à mesurer, deux palpeurs portés par une glissière parfaitement rectifiée et entraînés par un poids constant. Leur distance est rapportée à une longueur prise sur une règle divisée, parfaitement étudiée.

Les palpeurs utilisés en dernier lieu étaient en invar, la règle divisée en un acier nickel très stable, ayant une dilatation voisine de celle du platine. Les palpeurs étaient terminés par des arrondis sphériques de 15^{cm} de rayon. Les traits des repères étaient situés très près du centre de courbure des calottes.

On a déterminé, pour chaque cylindre, un grand nombre de diamètres et de hauteurs, systématiquement répartis sur toute la surface. Deux des cylindres étaient de forme très parfaite; le troisième présentait, probablement par suite d'un défaut de dureté du métal, une zone dans laquelle on constatait une dépression d'environ 2^{μ}.

Pour les pesées hydrostatiques, les cylindres étaient portés par un étrier suspendu à la balance, et repris sur des sangles, de manière à laisser la balance chargée de l'étrier seul. On remplaçait alors la charge du cylindre par des poids posés sur le plateau de la balance. L'eau, distillée dans un appareil avec réfrigérant de platine, était évacuée avant l'immersion des cylindres et les pesées hydrostatiques.

Toutes les mesures, de longueurs ou de masses, ont été rapportées aux prototypes internationaux avec le plus petit nombre possible d'intermédiaires.

On a tenu compte des déformations au contact, en les calculant par les formules de Hertz. Pour les réductions relatives à la dilatation de l'eau, on a fait usage des Tables de M. Chappuis.

Les résultats trouvés pour les trois cylindres sont les suivants :

Cylindres.	Masse du décimètre cube d'eau.
	kg
N° 1	0,999975
N° 2	0,999966
N° 3	0,999967

L'examen minutieux de tous les éléments de la détermination a fait attribuer, indépendamment des dimensions, au résultat du premier cylindre, un poids double de celui des deux autres. Le résultat final est :

Masse du décimètre cube d'eau... $0^{kg},999971$

Les nombres trouvés par M. Chappuis et par MM. Macé de Lépinay, Benoît et Buisson sont les suivants :

Observateurs.	Masse du décimètre cube d'eau.
Chappuis	$0^{kg},999974$ (ou 73)
Macé de Lépinay, Benoît, Buisson.	$0^{kg},999972$

Les trois résultats se suivent donc de millionième en millionième. Cette concordance est d'autant plus remarquable que les trois méthodes employées sont totalement différentes, et que, dans un cas, les résultats des mesures de longueur ont été rapportés directement au Mètre international par un étalon de même espèce, tandis que, dans les deux autres travaux, on s'est servi des longueurs d'ondes comme étalons intermédiaires.

Les résultats ci-dessus sont rapportés à de l'eau privée d'air, par une correction un peu incertaine. Mais, la différence de densité de l'eau privée ou saturée d'air étant très faible, l'incertitude absolue est peu considérable, $\frac{1}{1000000}$ ou $\frac{2}{1000000}$ au maximum. L'application des Tables de corrections pour la densité de l'eau, déterminées par M. Thiesen, rapprocherait encore les résultats, en laissant intacts les deux derniers et en élevant le premier de $\frac{1}{1000000}$ environ.

OUVRAGES REÇUS PAR LA SOCIÉTÉ

PENDANT L'ANNÉE 1907.

American Journal of Science. — 4e série, T. XXIII et XXIV, 1907; in-8°.

American Journal of Mathematics. — Edited by Frank Morley, with the cooperation of Simon Newcomb, A. Cohen, Charlotte A. Scott and the other mathematicians. — Published under the auspices of the Johns Hopkins University. Vol. in-4°.

Annalen der Physik. — Band XXII, XXIII et XXIV, 1907; 3 vol. in-8°.

Annales de Chimie et de Physique. — 8e série, t. X, XI et XII, 1907; 3 vol. in-8°.

Annales de la Faculté des Sciences de Marseille, année 1905. 1 vol. in-4°.

Annales scientifiques de l'Université de Jassy. — 1907; in-8°.

Annales de la Société scientifique de Bruxelles. — 31e année, 1906-1907; 1 vol. in-8°.

Annuaire pour l'an 1907 avec des Notices scientifiques. — Publié par le Bureau des Longitudes. — Paris, Gauthier-Villars; in-16.

Archives des Sciences physiques et naturelles de Genève. — 4e période, t. XXIII et XXIV, année 1907; 2 vol. in-8°.

Archives d'Électricité médicale, expérimentale et clinique. — Publiées par J. Bergonié, année 1907; 1 vol. in-8°.

Atti della Reale Accademia dei Lincei. — Année 1907; 1 vol. in-8°.

Beiblätter zu den Annalen der Physik und Chemie. — Année 1907; 1 vol. in-8°.

Bibliographie mensuelle des Sciences et de l'Industrie. — Année 1907; in-8°.

Bulletin de la Société astronomique de France. — Année 1907; 1 vol. in-8°.

Bulletin de la Société belge d'Électriciens. — T. XXIV, année 1907; 1 vol. in-8°.

Bulletin de la Société française de Minéralogie. — Année 1907; nos 1 à 9, in-8°.

Bulletin de la Société internationale des électriciens. — Année 1907; 1 vol. in-8°.

Bulletin de la Société d'encouragement pour l'Industrie nationale. — 106e année, 1907 ; 1 vol. in-4°.

Bulletin de la Société philomathique de Paris. — Compte rendu sommaire des séances, t. IX, nos 1 à 6, 1907 ; in-8°.

Bulletin de la Société vaudoise des Sciences naturelles. — 5e série, vol. XLIII, nos 157 à 160 ; 1 vol. in-8°.

Bulletin de l'Association des Ingénieurs électriciens sortis de l'Institut électrotechnique Montefiore. — 3e série, t. VII, nos 1 à 6, 1907 ; in-8°.

Bulletin de la Société industrielle de Mulhouse. — Janvier à octobre 1907. — Mulhouse, Vve Bader et Cie, 1904 ; 1 vol. in-8°.

Bulletin de l'Institut international de Bibliographie. — 12e année, fasc. V, in-8°.

Bulletin de l'Observatoire météorologique et sismologique de Zika-Wei. — T. XXXI, 1905. Chang Haï, 1907 ; 1 vol. in-4°.

Bulletin international de l'Académie des Sciences de Cracovie. — Année 1907 ; fasc. 1 à 8 ; in-8°.

Bulletin of the Bureau of Standards. — S.-W. Stratton, Directeur (Washington). Vol. III, no 2, et vol. IV, no 1, 1907 ; in-8°.

Bulletin de l'Union des Physiciens. — 1re année, 1907 ; 1 vol. in-8°.

Comptes rendus hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences. — T. CXLIII et CXLIV, 1907 ; 2 vol. in-4°.

Department of the Interior, United States, geological Survey. Charles-D. Walcoot, Director. — Water Supply and Irrigation Paper, nos 182, 1906 ; 183, 195, 197, 199, 201 et 206, 1907 ; in-8°.

Department of the Interior, United States, geological Survey. — Bulletins, nos 277 à 300, 1906 ; 301 à 323, 1907. Washington ; in-8°.

Die physikalischen Institute der Universität Gottingen. Festschrift, 1906. — Leipzig und Berlin, B.-G. Teubner, 1906 ; 1 fasc. in-4°.

Éclairage électrique (L'). — Revue hebdomadaire des transformations électriques, mécaniques, thermiques de l'énergie. Année 1907 ; 3 vol. in-4°.

Electrician (The). — Année 1906-1907 ; in-4°.

Électricien (L'). — Revue internationale de l'Électricité et de ses applications. — 2e série, t. XXXIII ; année 1907 ; in-8°.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik. — 6. Jahr., 1907 ; in-8°.

Journal de Physique, théorique et appliquée. — Fondé par J.-Ch. d'Almeida et publié par MM. E. Bouty, A. Cornu, G. Lippmann, E. Mascart, A. Potier. 4e série, t. VI, 36e année, 1907 ; 1 vol. in-8°.

Journal de Physique, Chimie et Histoire naturelle élémentaires. — Publié par M. A. Buguet, n°s 242 à 250; in-8°.

Journal of the Franklin Institute. — T. CLXIII et CLXIV. Année 1907; 2 vol. in-8°.

Journal de la Société physico-chimique russe de Saint-Pétersbourg. — T. XXXIX, 1907; n°s 1 à 9; in-8°.

Journal of Physical Chemistry (Ithaca). — Vol. XI, année 1907; in-8°.

Journal of the Institution of Electrical Engineers including original Communications on Telegraphy and Electrical Science. — Vol. XXXVIII, n°s 181, 182 et 183, et XXXIX, n°s 184, 185 et 186; 3 vol. in-8°.

Journal de la Société Impériale technique russe. — T. XLI. Année 1907; 1 vol. in-8°.

Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Proceedings of the section of Science. — Vol. X, 1907; in-8°.

Memoirs and Proceedings of the Manchester litterary and philosophical Society. — T. L, 1905-1906; 1 vol. in-8°.

Mémoires et Comptes rendus des Travaux de la Société des Ingénieurs civils. — 6e série, 60e année, année 1907; 1 vol. in-8°.

Mémorial des Poudres et Salpêtres. — Publié par les soins du Service des Poudres et Salpêtres, avec l'approbation du Ministre de la Guerre. T. XIII, 1905-1906, 3e et 4e fasc. Paris, Gauthier-Villars, 1906.

Memorias y revista de la Sociedad cientifica « Antonio Alzate » (Mexico). — T. XXI, n°s 9 à 12, 1904; t. XXII, n°s 1 à 6, et t. XXIII, n°s 1 à 4, 1905; 3 vol. in-8°.

Mitteilungen der physikalischen Gesellschaft, Zürich. — N°s 1 et 2, 1907; in-8°.

Mois scientifique et industriel (Le). — Revue internationale d'informations; 9e année, 1907; 1 vol. in-8°.

Moniteur industriel. — Vol. XXXIV, année 1907; 1 vol. in-4°.

Nature (de Londres). — Année 1907; 1 vol. in-4°.

Nuovo Cimento (Il) — 5e série, année 1907; 2 vol. in-8°.

Philosophical Magazine and Journal of Science.— Année 1907; 2 vol. in-8°.

Photographie des couleurs (La). — Revue mensuelle, publiée sous la direction de Charles Mendel. Rédacteur en chef : H. Quentin. 2e année, n°s 1 à 5. Paris, *Photo-Revue*, 1907; in-8°.

Physical Review. — A Journal of experimental and theoretical Physics, année 1907; 2 vol. in-8°.

Popular Astronomy. — Goodsell Observatory of Carleton College Northfield, Minnesota. — Vol. XV, 1907; in-8°.

Proceedings and transactions (The) of the Nova Scotian Institute of Science, Halifax. — 1904-1905; in-8°.

Proceedings of the Royal Society of Edinburgh. — Vol. XXVI, n°s 1 à 5; 1 vol. in-8°.

Proceedings of the Cambridge philosophical Society. — Vol. XIII, année 1905, parts 1 à 3, et année 1906, parts 4 à 6; 6 vol. in-8°.

Proceedings of the American Institute of Electrical Engineers.—Vol. XXVI, année 1907; in-8°.

Proceedings of the American Philosophical Society held at Philadelphia for promoting useful knowledge. — Vol. XLV, n° 182; in-8°.

Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences. — Vol. XLIII, n° 5; 1 vol. in-8°.

Proceedings of the physical Society of London. — Vol. XX, n°s 117 à 119; in-8°.

Proceedings of the Royal Society. — T. LXXVII, LXXVIII, n°s 515 à 527; in-8°.

Radium (Le). — La radioactivité et les radiations; les sciences qui s'y rattachent et leurs applications; année 1907; in-8°.

Revue électrique. — Année 1907; in-4°.

Revue générale des Sciences pures et appliquées. — Publiée par M. Louis Olivier, année 1907; 1 vol. in-4°.

Revue industrielle (La). — Année 1907; 1 vol. in-4°.

Revue des Questions scientifiques. — Publiée par la Société scientifique de Bruxelles. T. VIII, année 1905, et t. IX, année 1907; 3 vol. in-8°.

Revue scientifique. — Année 1907; in-4°.

Revue d'Électrochimie et d'Électrométallurgie. — Fasc. 1 à 5 et 7 à 12, 1re année, 1907; in-4°.

Revue de Physique. — Fondée par M. P. Ziloff, dirigée par M. G. de Metz, 1907; in-8°.

Science abstracts, Physics and electrical Engineering. — Vol. X, 1907; 1 vol. in-8°.

Technology quarterly and Proceedings of the Society of Arts. — Vol. XX, n°s 1, 2 et 3, 1907; 1 vol. in-8°.

The scientific Proceedings of the Royal Dublin Society. — Vol. XI, parts 6 à 12, in-8°.

The economic Proceedings of the Dublin Society. — Vol. I, parts 6, 7 et 8; in-8°.

The scientific Transactions of the Royal Dublin Society. — Vol. IX, 2e série, parts 1, 2 et 3; 1905 et 1906.

The John Crerar Library twelfth annual. — Report for the year 1906. Chicago, printed by order of the Board of Directors, 1907; 1 fasc. in-8°.

The national physical Laboratory. — Collected Researches, t. II, 1 vol. in-4°.

— Report for the year, 1706. Teddington, Parrot et Ashfield, 1907; 1 br. in-8°.

Tôkiô Sugaku. — Buturigaku Kwai Kizi. Hokuku, vol. IV, n°s 1 à 10, 1906; in-8°.

Transactions of the Academy of Science of St-Louis. — Vol. I à XV, 1859-1906, et vol. XVI, n°s 1 à 4, 1906; in-8°.

Transactions of the Cambridge philosophical Society. — Vol. XX, n°s 9 et 10, année 1906; 1 vol. in-4°.

Transactions of the Royal Society of Edimburg. — Vol. XV, parts 2 et 3, 1905-1907; 2 vol. in-4°.

Twenty seventh Annual Report of the Director of the United States geological Survey to the Secretary of Interior, 1905-1906. — Washington, 1906; 1 vol. in-8°.

Université de Besançon. — Observatoire national astronomique, chronométrique et météorologique de Besançon. — *XVIe Bulletin chronométrique,* année 1903-1904, publié par M. *Lebeuf,* Directeur de l'Observatoire. Besançon, J. Millot et Cie, 1906; 1 br. in-4°.

University of Toronto Studies. — N° 53. Papers from the chemical Laboratories; in-8°.

Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. — Année 1907; in-8°.

Zeitschrift für Instrumentenkunde. — Année 1907; in-8°.

L'Année Électrique, Électrothérapique et Radiographique. — Paris, Béranger, 1907; 1 vol. in-8°.

Ariès (E.). — L'électricité considérée comme forme de l'énergie. Les notions fondamentales. Le potentiel et la quantité d'électricité. Paris, A. Hermann, 1906; 1 fasc. in-8°.

Barus (Carl). — Condensation of vapor as induced by nuclei and ions. Washington, D. C., Carnegie Institution of Washington, may 1907; 1 br. in-8°.

Baume (George) et **Tsakalotos (D.-E.).** — Sur la variation des tensions de vapeur en fonction de la température et la détermination des constantes ébullioscopiques. (Extr. des *Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* février 1907.) 1 fasc. in-4°.



Bell (Alexander-Graham). — Aërial Locomotion, with a few notes of Progress in the construction of an aërodrome. (Extr. *National Geographic Magazine,* 1907.) Washington, D. C., Judd and Detweiller, 1907; 1 fasc. in-4°.

Besson (Louis). — Recherches expérimentales sur l'orientation des cristaux de glace atmosphérique. (Extr. de l'*Annuaire de la Société météorologique de France,* février 1907.) 1 fasc. in-8°.

Bichat (E.) et **Blondlot (R.).** — Introduction à l'étude de l'Électricité statique et du Magnétisme (2e édition entièrement refondue). Paris, Gauthier-Villars, 1907; 1 vol. in-8°.

Blarez (Charles). — L'urine au point de vue chimique et médical. Paris, Maloine, 1907; 1 vol. in-8°.

Bloch (Eugène). — Sur l'ionisation par le phosphore (à propos d'une Note de M. G.-C. Schmidt). (Extr. du *Radium.*) 1 fasc. in-8°.

Boizard (Gaston). — Sur la conductibilité électrique dans les mélanges d'acide ou de base et d'eau (Thèse). Paris, Gauthier-Villars, 1907; 1 br. in-8°.

Boulanger (J.) et **Ferrié (G.).** — La Télégraphie sans fil et les ondes électriques. Paris, Berger-Levrault et Cie, 1907; 1 vol. in-8°.

Briner (E.). — Études des équilibres hétérogènes sous des pressions variables. (Extr. des *Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* 18 juin 1906.) In-4°.

— Recherches sur quelques équilibres chimiques. (Extr. du *Journal de Chimie physique,* t. IV, 1906.) In-8°.

— Compressibilité de mélanges de gaz susceptibles de réagir entre eux pour former des composés solides ou liquides. Tensions de vapeurs et constantes critiques des gaz : acide chlorhydrique, hydrogène phosphoré et acide sulfureux. (Extr. du *Journal de Chimie physique,* t. IV, 1906.) In-8°.

— Étude physico-chimique sur l'électrolyse des chlorures alcalins. Indices de réfraction, viscosités et coefficients de transport des solutions simples et complexes de chlorure de sodium. (Extr. du *Journal de Chimie physique,* t. IV, 1906.) In-8°.

Briner (E.) et **Mettler (E.).** — Formation du gaz ammoniac à partir de ses éléments sous l'action de l'étincelle électrique : influence de la pression. (Extr. des *Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* mars 1907.) 1 op. in-4°.

Carvallo (Jacques). — Étude de la dispersion du sel gemme. Application à la formule de dispersion rotatoire magnétique de M. H. Becquerel. (Diplôme d'Études supérieures.) 1907; 1 fasc. in-8°.

Chappuis (P.). — Détermination du volume du kilogramme d'eau. (Extr. du tome XIV des *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures.* Paris, Gauthier-Villars, 1907; 1 br. in-4°.

Chéneveau (**C.**). — Recherches sur les propriétés optiques des solutions et des corps dissous (Thèse). Paris, Gauthier-Villars, 1907; 1 br. in-8°.

Chwolson (**O.-D.**). — Traité de Physique, Ouvrage traduit sur les éditions russe et allemande, par M. E. Davaux. Édition revue et considérablement augmentée par l'auteur, suivie de Notes sur la Physique théorique, par MM. E. Cosserat et F. Cosserat. T. I, 3ᵉ fasc. : L'état liquide et l'état solide des corps, avec 136 gravures dans le texte. Paris, A. Hermann, 1907; 1 vol. in-8°.

Cirera (**Père R.**), S. J. — Notice sur l'Observatoire de l'Èbre et quelques observations de l'éclipse du 30 août 1905. (*Mémoires de l'Observatoire de l'Èbre,* n° 1, 1906.) 1 fasc. in-8°.

Costanzo (**G.**) und **Negro** (**C.**). — Ueber die Radioaktivität des Regens. (Extr. *Phys. Zeitschrift,* 7. Jahrgang, n° 25.) 1 fasc. in-8°.

— Ueber die Radioaktivität des Schnees. (Extr. *Phys. Zeitschrift,* 7. Jahrgang, n° 10.) 1 fasc. in-8°.

Darmois (**Eugène**). — Mesures de constantes diélectriques (Diplôme d'Études supérieures). 1 fasc. in-8°. Toulouse, Ed. Privat, 1907.

Dechevrens (**P. Marc**), S. J. — L'inclinaison du vent sur l'horizon. Observations faites à Jersey (Angleterre) avec le clino-anémomètre. (Extr. *Memoria della Pontificia Accademia Romana dei Nuovi Lincei,* vol. XXIV.) Rome, Filippo Guggiani, 1906; 1 fasc. in-4°.

Despaux (**M.**). — Explication mécanique de la matière, de l'électricité et du magnétisme. Paris, Félix Alcan, 1905; 1 vol. in-8°.

Devaux-Charbonnel. — État actuel de la science électrique : phénomènes, applications, théories. Paris, H. Dunod et E. Pinat, 1908; 1 vol. in-8°.

Dicksteina (**S.**). — Prace Mathematyczno-Fizyczne Wydawane przy wspoludziale Wi. Gosiewskiego, Wi. Natansona, A. Witkowskiego i K. Zorawskiego. T. XVIII. Warszawa Sklad Glowny w Ktiegarin Gebethnera i Wolfa, 1906; 1 vol. in-8°.

Dufour (**A.**). — Sur les spectres de l'hydrogène (Thèse). Paris, L. Barnéoud et Cⁱᵉ, 1906; 1 br. in-8°.

Ewers (**P.**). — Stand der Forschung über die positiven Strahlen (Kanal- und *a* Strahlen). I. Kanalstrahlen. (Extr. de *Radioactivität und Electronik,* 1906.) 1 fasc. in-8°.

— Stand der Forschung über die positiven Strahlen (Kanal- und *a* Strahlen). II. *a* Strahlen. (Extr de *Radioactivität und Electronik,* 1907.) 1 fasc. in-8°.

— Die Edelgafe. (Extr. de *Natur und Kultur,* 4. Jahrgang. Hefte 1-2.)

Flusin (**Georges**). — Du rôle chimique de la membrane dans les phénomènes osmotiques (Thèse). Grenoble, Allier père, 1907; 1 br. in-8°.



Gandillot (Maurice). — Théorie de la Musique. (Extr. de la *Revue politique et littéraire* et de la *Revue scientifique*, 1907.) 1 broch. in-8°.

Gelder (G. de). — De Berekening, de Bouw en het Bedrijt van het Kabelnet der Gemeente Amsterdam. 'S Gravenhage, F.-J. Belinfante, 1907; 1 br. in-8°.

Goppelsrœder (Friedrich). — Neue capillar- und capillaranalytische Untersuchungen mitgeteilt der naturforschenden Gesellschaft zu Basel am 13 April 1907. Basel, Emil Birkhäuser, 1907; 1 vol. in-8°.

Gruner (P.). — Aperçu général de la théorie de la désagrégation radioactive. (Extr. *Archives des Sciences physiques et naturelles*, t. XXIII, janvier 1907.) 1 fasc. in-8°.

— Bemerkungen zu der Arbeit : Ueber den Zerfall von Radium A, B und C. II. Mitteilung, von Herrn H. W. Schmidt. (Extr. *Ann. der Phys.*, Band XXII, 1907.) 1 fasc. in-8°.

— Constantes de la radioactivité. (Extr. *Archives des Sciences physiques et naturelles*, septembre 1906.) 1 fasc. in-8°.

— Dämmerungserscheinungen und Alpenglühen beobachtet in Bern im Jahre 1906. (Extr. *Mitteilungen der naturforschenden Gesellschaft in Bern*, 1906.) 1 fasc. in-8°.

— Die radioaktiven Substanzen und die Theorie des Atomzerfalles. Bern, A. Francke, 1906; 1 fasc. in-8°.

— Tabellen für die Exponentialfunktion mit negativen Exponenten $y = e^{-x}$. (Extr. *Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik*. III. Band, Heft 2, 1906.) 1 fasc. in-8°.

Grusinzew (A.-P.). — Theorie der Kapillarität und Hydrostatik. (Extr. de *Zeitschrift f. Mathematik u. Physik*, 1901.) 1 fasc. in-8°.

Guillaume (Ch.-Ed.). — Détermination du volume du kilogramme d'eau. (Extr. du Tome XIV des *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*.) Paris, Gauthier-Villars, 1907; 1 br. in-4°.

Iterson Jun. (G. van), in Delft. — Mathematische und mikroskopisch-anatomische Studien über Blattstellungen nebst Betrachtungen über den Schalenbau der Miliolinen. Iéna, Gustav Fischer, 1907; 1 vol. in-8°.

Lampa (A.). — Ueber Rotationen im elektrostatischen Drehfelde ein Beitrag zur Frage der dielektrischen Hysteresis. (Extr. *Akademie der Wissenschaften in Wien*, Bd. CXV, 1906.) 1 fasc. in-8°.

— Ueber einen Reibungsversuch. (Extr. *Akad. der Wissenschaften in Wien*, juin 1906.) 1 fasc. in-8°.

— Ludwig Boltzmann. Nachruf. (Extr. *Naturwissenschaftlichen Rundschau*, t. XXI, 1906, n° 41.) 1 fasc. in-4°.

— Ueber eine einfache Anordnung zur Herstellung eines elektrostatischen Drehfeldes. (Extr. *Akad. der Wissenschaften in Wien*, Bd. CXVI, 1907.) 1 fasc. in-8°.

Lebert (E.). — Note au sujet des bases d'une théorie mécanique de l'Électricité (autographié).

Leblanc (**Maurice**). — Nouvelles mesures des dépressions du mercure dans les tubes capillaires. (Diplôme d'Études supérieures.) Paris, 1907; 1 fasc. in-8°.

Manuel de Justo y Sanchez Blanco. — Transmission del Calor. Madrid, Imprenta alemana, Fuencarral, 137, 1907; 1 br. in-8°.

Maupeou d'Ableiges (**de**). — Force et matière. — Éléments de la mécanique du choc. (Extr. du *Bulletin de l'Association technique maritime*, session de 1907.) Paris, Gauthier-Villars, 1907; 1 fasc. in-8°.

Maurain (**Ch.**). — Sur l'action de la torsion sur l'aimantation. (Extr. du *Journal de Physique*, mai 1907.) 1 opusc. in-8°.

Mercanton (**Paul-L.**). — La méthode de Folgheraiter et son origine en géophysique. (Extr. *Archives des Sciences physiques et naturelles de Genève*, t. XIII, 1907.) 1 opusc. in-8°.

Meslin (**Georges**). — Sur les spectres cannelés des réseaux parallèles. (Extr. du *Journal de Physique*, novembre 1907.) 1 fasc. in-8°.

Mouret (**Georges**). — L'entropie, sa mesure et ses variations. Exposé synthétique des principes fondamentaux de la science de la chaleur. (Extr. de la *Revue générale des Sciences pures et appliquées*, 1905.) 1 fasc. in-8°.

— Démonstration du principe de l'Équivalence. Niort, Lemercier et Alliot; 1 broch. in-8°.

— Sur les lois fondamentales de la chaleur. (Extr. des *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, février 1894.) 1 fasc. in-4°.

Murat (**I. St.**). — Influenta padurii asupra intellii vanturilor. (Rezultatele experientelor Facul te la tatiunea anemometrica dela Ghimpati-Jalotima.) (Extr. *Analele Academiei Romane*, 2e série, t. XXIX.) 1 fasc. in-8°.

Natanson (**Ladislas**). — On the electromagnetic theory of dispersion. (Extr. *Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*, avril 1907.) 1 fasc. in-8°.

Néculcéa (**Eugène**). — Recherches théoriques expérimentales sur la constitution des spectres ultraviolets d'étincelles oscillantes. — Théorie interférentielle des appareils spectraux (Thèse). Paris, Gauthier-Villars, 1906; 1 fasc. in-4°.

Negro (**Carlo**). — Le scarici elettriche e loro relazione con la pioggia. [Extr. *Rivista di Fisica e Scienze naturali*, Pavia, anno VIII, 1907.) 1 fasc. in-8°.

Nipher (**Francis-E.**). — The traditions of our Schools. (Extr. *The Bulletin of the Washington University Association*, vol. V, 1907.) 1 opusc. in-8°.

Ollivier (**H.**). — Recherches sur la capillarité (Thèse). Paris, Gauthier-Villars, 1907; 1 br. in-8°.

Pellat (**H.**). — Sur la constitution de l'atome (Extr. des *Comptes rendus*, 4 mars 1907.) 1 opusc. in-8°.

— Sur la constitution de l'atome et la loi de Coulomb. (Extr. des *Comptes rendus*, 8 avril 1907.) 1 opusc. in-8°.

— Détermination directe de la valeur absolue de la charge électrique d'un ion électrolytique monovalent. Diamètre d'un atome. (Extr. des *Comptes rendus*, 29 avril 1907.) 1 opusc. in-8°.

— Des atomes plurivalents. (Extr. des *Comptes rendus*, 6 mai 1907.) 1 opusc. in-8°.

— Cours d'Électricité, t. III. Électrolyse. Électrocapillarité. Ions. Électrons. Paris, Gauthier-Villars, 1908; 1 vol. in-8°.

Perrier (Capitaine). — La Mission française de l'Équateur. (Extr. du *Bulletin de la Société de Géographie commerciale de la France*, 1907.) Paris, F. Levé, 1907; 1 fasc. in-8°.

Petrowsky (**A.-A.**). — Principes scientifiques de la télégraphie sans fil. Saint-Pétersbourg, 1907 (en russe); 1 vol. in-8°.

— Activité scientifique et pédagogique d'Alexandre Stepanowitch Popoff. 1 fasc. in-8° (en russe).

— La combinaison la plus avantageuse des générateurs et des récepteurs du courant. 1 fasc. in-8° (en russe).

— La mesure des petits coefficients de self-induction au moyen de l'arc chantant. 1 fasc. in-8° (en russe).

— Méthode pour mesurer la quantité d'énergie, rayonnée par l'antenne d'une station radiotélégraphique. 1 fasc. in-4° (en russe).

— Le changement du coefficient de self-induction pendant le travail du circuit primaire d'une bobine d'induction. 1 fasc. in-4° (en russe).

Quentin (**H.**). — Comment on obtient une photographie en couleurs. Paris, Ch. Mendel, 1907; 1 br. in-8°.

Ray (**J.**). — On a complete investigation of a phenomenon taking place beyond the critical angle. (Bengal National College, Calcutta, April 1907.) 1 fasc. in-8°.

Rey (**Jean**), Dr en Médecine. — Découverte et preuve de la pesanteur de l'air (1630). (Essais.) Édition nouvelle avec commentaire, publiée par Maurice Petit. Paris, A. Hermann, 1907; 1 vol. in-8°.

Rey-Pailhade (**J. de**). — La montre décimale à l'usage des Astronomes, des Ingénieurs et des Sportsmen. Toulouse, Lagarde et Sebille, 1907; 1 broch. in-8°.

Rogovski (**E.**). — Sur la conductibilité extérieure des fils d'argent plongés dans l'eau. (Extr. des *Comptes rendus*, 9 juin 1903.) In-4°.

— Sur la différence de température des corps en contact. (Extr. des *Comptes rendus*, 28 décembre 1903.) In-4°.

— Sur la différence de température des corps en contact. (Extr. des *Comptes rendus*, 1er mai 1905.) In-4°.

— Sur un phénomène de refroidissement observé dans les fils d'argent plongés dans l'eau et parcourus par des courants électriques. (Extr. des *Comptes rendus*, 16 octobre 1905.) In-4°.

— Sur les rayons cathodiques émis par l'anode. (Extr. des *Comptes rendus*, 27 février 1905.) In-4°.

— Note sur l'étoile nouvelle de Persée. (Abdruck aus den *Astr. Nachr.*, n° 3724, Bd. CLVI, Juni 1901.) 1 opusc. in-4°.

— Sur la constitution des atmosphères des planètes et de la Terre (en russe). Saint-Pétersbourg, 1906; 1 vol. in-8°.

— On the temperature and composition of the atmospheres of the planets and the Sun. (Extr. *Astrophysical Journal*, t. XIV, nov. 1901.) 1 fasc. in-8°.

— Sur la conductibilité extérieure des fils d'argent plongés dans l'eau. Saint-Pétersbourg, 1903; 1 vol. in-8°.

Rosengarten. — The early French members of the American philosophical Society. (Extr. *Proceedings of the American philosophical Society*, Vol. XLVI, 1907.) 1 fasc. in-8°.

Russenberger (J.-N.). — Recherches sur les fausses solutions (Thèse). Paris, Motteroz et Martinet, 1907; 1 br. in-8°.

Sarrazin (Édouard) et **Tommasina (Thomas).** — Sur le dédoublement de la courbe de désactivation de la radioactivité induite. (Extr. des *Archives des Sciences physiques et naturelles*, novembre 1907.) 1 fasc. in-8°.

Smoluchowski (Marie). — Essai d'une théorie cinétique du mouvement brownien et des milieux troubles. (Extr. *Bull. de l'Acad. des Sc. de Cracovie*, juillet 1906.) 1 fasc. in-8°.

— Sur le chemin moyen parcouru par les molécules d'un gaz et sur son rapport avec la théorie de la diffusion. (Extr. *Bull. de l'Acad. des Sc. de Cracovie*, mars 1906.) 1 fasc. in-8°.

— Sur la formation des veines d'efflux dans les liquides. (Extr. du *Bull. de l'Acad. des Sc. de Cracovie*, octobre 1904.) 1 fasc. in-8°.

— Zur Theorie der elektrischen Kataphorese und der Oberflächenleitung. (Extr. *Phys. Zeitschrift*, n° 17, 1905.) 1 fasc. in-4°.

Taylor (F.-W.). — Étude sur l'organisation du travail dans les usines. (Publications de la *Revue de Métallurgie*.) Angers, Burdin et Cie, 1907; 1 vol. in-4°.

Tsakalotos (**D.-E.**). — Application de la loi de Trouton à la détermination des élévations moléculaires des points d'ébullition des dissolutions. (Extr. des *Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* 21 mai 1907.) 1 fasc. in-8°.

Uhler (**H.-S.**) and **Wood** (**R.-W.**). — Atlas of absorption spectra. Washington, D. C., Carnegie Institution of Washington, may 1907; 1 vol. in-4°.

Varenne (**André de**). — Sur la subjectivité de la matière. (Extr. de la *Revue des Idées,* novembre 1906.) 1 fasc. in-8°.

Verax (**Ch.**). — Vocabulaire français-esperanto technologique des termes employés en Photographie. Paris, Ch. Mendel, 1907; 1 br. in-8°.

Wagner (**Henri**). — Sur la loi de Paschen (Diplôme d'Études supérieures). Paris, 1907; 1 fasc. in-8°.

Wiedemann (**Eilhard**). — Beiträge zur Geschichte der Naturwissenschaften. VII. Ueber arabische Auszüge aus der Schrift des Archimedes über die schwimmenden Körper. VIII. Ueber Bestimmung der spezifischen Gewichte. (Extr. *Phys. medizinischen Societät in Erlangen,* Band XXXVIII, 1906.) 1 fasc. in-8°.

— Ibu al Haitam ein arabischer Gelehrter (Extr. *Festschrift für J. Rosenthal.* Leipzig, Geüge Thiorme, 1906.) 1 fasc. in-8°.

— Beiträge zur Geschichte der Naturwissenschaften. IX. Zu der Astronomie bei den Arabern. (Extr. *Phys. medizinischen Societät in Erlangen,* Band XXXVIII, 1906.) 1 fasc. in-8°.

— Zur Physik bei den Arabern. (Extr. *Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik,* 1906.). 1 fasc. in-8°.

— Ueber das Experiment im Altertum und Mittelalter. (Extr. *Unterrichtsblätter für Mathematik u. Naturwissenschaften,* n°s 4-6, 1906.) 1 fasc. in-4°.

Witz (**Aimé**). — Moteurs à gaz et armes à feu. (Extr. de la *Revue des questions scientifiques,* janvier 1907.) 1 fasc. in-8°.

TABLE DES MATIÈRES.

PROCÈS-VERBAUX ET RÉSUMÉS DES COMMUNICATIONS.



SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

LISTE DES MEMBRES.

ANNÉE 1908.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE,

44, RUE DE RENNES, PARIS (6e).

(1908.)

BUREAU.

MM. Deslandres, *Président.*
Brillouin, *Vice-Président.*
Abraham (H.), *Secrétaire général.*
Dufour (A.), *Secrétaire.*
Bloch (E.), *Vice-Secrétaire.*
Pellin (Ph.), *Archiviste-Trésorier.*

CONSEIL.

Membres résidants :

MM. Fery (Ch.). 1906.
Henri (V.).
Langevin (P.).
Picou (R.-V.).

Gourée de Villemontée. 1907.
Lafay (A.).
Leblanc (M.).
Lugol (P.).

Debierne (A.). 1908.
Ferrié.
Mouton (H.).
Sacerdote (P.).

Membres non résidants :

MM. Buisson (Marseille). 1906.
Hale (Mount Wilson).
Lamotte (Clermont-Ferrand).
Lorentz (Leyde).

Couette (Angers). 1907
Larmor (Cambridge).
Marchis (Bordeaux).
Rubens (Berlin).

Hemsalech (Manchester) 1908.
Lumière (Louis) (Lyon).
Moreau (Rennes).
Zeeman (Amsterdam).

ANCIENS PRÉSIDENTS.

1873.	MM.	FIZEAU.
1874.		BERTIN.
1875.		JAMIN.
1876.		QUET.
1877.		BECQUEREL (Ed.).
1878.		BLAVIER.
1879.		BERTHELOT.
1880.		MASCART.
1881.		CORNU.
1882.		GERNEZ.
1883.		JANSSEN.
1884.		POTIER.
1885.		MAREY.
1886.		SEBERT.
1887.		WOLF.
1888.		ROMILLY (de).
1889.		MASCART.
1890.		MALLARD.
1891.		FRIEDEL.
1892.		VIOLLE.
1893.		LIPPMANN.
1894.		JOUBERT.
1895.		CAILLETET.
1896.		BOUTY.
1897.		BECQUEREL (H.).
1898.		BENOIT (R.)
1899.		BASSOT.
1900.		CORNU.
1901.		PELLAT.
1902.		POINCARÉ (H.).
1903.		GARIEL (C.-M.).
1904.		ARSONVAL (D').
1905.		DUFET (H.).
1906.		AMAGAT (E.-H.).
1907.		LE CHATELIER (H.)

MM. ALMEIDA (d'), *Secrétaire général, Fondateur* (1873-1880).
JOUBERT, *Secrétaire général honoraire* (1880-1890).
PELLAT, *Secrétaire général honoraire* (1891-1898).
POINCARÉ (L.), *Secrétaire général honoraire* (1899-1900).
NIAUDET, *Trésorier-Archiviste honoraire* (1875-1882).
MAURAT, *Trésorier-Archiviste honoraire* (1883-1890).
GAY, *Trésorier-Archiviste honoraire* (1891-1898).

MEMBRES HONORAIRES (¹).

MM. **BELL (Alex. Graham)**, de Washington (États-Unis).

LIPPMANN (Gabriel), Membre de l'Institut.

MASCART (E.-E.-N.), Membre de l'Institut.

RAYLEIGH (Lord), F. R. S., Professeur à l'Institution royale de Londres (Angleterre).

VAN DER WAALS (G.-D.), Professeur à l'Université d'Amsterdam (Hollande).

BECQUEREL (Henri), Membre de l'Institut.

THOMSON (J. J.), Cavendish Professor of experimental Physics, Cambridge, and Professor of natural Philosophy at the Royal Institution, London (Angleterre).

DONATEURS (²).

	fr.
COMPAGNIE DES CHEMINS DE FER DU MIDI (Baron d'EICHTHAL)	2000

(¹) *Membres honoraires décédés :*

MM.	A. BECQUEREL.	1874-78.
	V. REGNAULT.	1876-78.
	SECCHI.	1876-78.
	BILLET.	1876-82.
	PLATEAU.	1880-83.
	JAMIN.	1882-86.
	EDLUND.	1884-88.
	BROCH.	1878-89.
	JOULE.	1878-89.
	HIRN.	1890-90.
	ED. BECQUEREL.	1882-91.
	FIZEAU.	1873-96.
	BERTRAND.	1890-1900.
	ROWLAND.	1893-1901.
	CORNU.	1895-1902.
	STOKES.	1878-1902.
	POTIER.	1902-1905.
	BERTHELOT.	1887-1907.
	KELVIN (Lord).	1876-1907.
	JANSSEN.	1889-1907.

EXTRAIT DES STATUTS : Art. IV. — Le titre de Membre honoraire est conféré comme un hommage et une distinction particulière à des physiciens éminents de la France et de l'Étranger.

Les Membres honoraires ont voix délibérative dans les séances de la Société et du Conseil. Ils sont nommés par la Société à la majorité des voix, sur la présentation du Conseil.

Il ne peut en être nommé plus de deux chaque année.

Leur nombre est de dix au plus.

(²) Les noms des personnes qui auront donné à la Société une somme supérieure ou égale à 500 francs resteront inscrits, avec le chiffre de la donation, immédiatement après les Membres honoraires, et avant les Membres à vie, sous le titre de DONATEURS. Les Membres à vie pourront acquérir ce titre en ajoutant une somme de 300 francs à leur souscription perpétuelle. (Décision du Conseil du 1er décembre 1891.)

	COMPAGNIE DES SALINS DU MIDI	1000fr
MM.	**GUÉBHARD**, Agrégé des Facultés de Médecine (pour l'amélioration de la Bibliothèque)	10000
	ANONYME (pour aider à la publication du Volume des *Constantes*)	5000
	JENNESSON, Principal de Collège (Legs)	500
	ANONYME (Solde des comptes de la Société chez MM. Gauthier-Villars et fils)	5547,50
	BISCHOFFSHEIM, Membre de l'Institut	1500
	SAUTTER et **LEMONNIER**, Une machine dynamo.	
	JEUNET, ancien Professeur au Lycée d'Angoulême	500
	ROTHSCHILD (**Baron Edmond de**)	300
	CANET	300
	MARTIN (**Ch.**), de Chartres (Legs)	1000
	ANONYME (pour la publication du tome I des *Données numériques*)	11000
	ANONYME (pour la publication du tome II des *Données numériques*)	9600
	GAUTHIER-VILLARS (pour la publication du tome I des *Données numériques*)	850,25
	GAUTHIER-VILLARS (pour la publication du tome II des *Données numériques*)	734,25
	COPPET (**de**) (pour la publication des *Données numériques*).	1000
	ANONYME (pour aider à la publication du tome III des *Données numériques*)	6000
	ANONYME (pour aider à la publication des Mémoires).	5000
	ANONYME (pour missions scientifiques)	2000
	NOGUÉ (**Émile**)	300
	ROMILLY (**Félix Worms de**)	150000
	GUÉBHARD (6 dons annuels de 300fr)	1800
	ANONYME	500
	DROITS D'AUTEUR de la traduction allemande du *Recueil d'expériences*, de M. Abraham	367,80

MEMBRES A VIE (1).

MM. * D'Abbadie, Membre de l'Institut.

Abraham (Henri), Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, 45, rue d'Ulm, Paris, 5e.

* Abria, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

(1) Les Membres résidants ou non résidants sont libérés de toute cotisation moyennant un versement unique de 200 francs ou quatre versements de 50 francs pendant quatre années consécutives. Les sommes versées pour rachat des cotisations sont placées en valeurs garanties par l'État, et leur revenu seul peut être employé aux besoins de la Société. (Statuts, art. 3, dernier paragraphe.)

* Membres décédés.

MM. * D'ALMEIDA, Inspecteur général de l'Instruction publique, Secrétaire général de la Société.

* ALVERGNIAT, Constructeur d'instruments de physique.

AMAGAT (E.-H.), Membre de l'Institut, Examinateur d'admission à l'École Polytechnique, 19, avenue d'Orléans, Paris, 14e.

ANCEL (Louis), Ingénieur des Arts et Manufactures, 13, rue Brochant, Paris, 17e.

ANGOT, Directeur du Bureau central météorologique, Professeur à l'Institut National Agronomique, 176, rue de l'Université, Paris, 7e.

ARNOUX (René), Ingénieur civil, 45, rue du Ranelagh, Paris, 16e.

ARSONVAL (Dr D'), Membre de l'Institut, professeur au Collège de France, 12, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

AUBERT, Professeur au Lycée Condorcet, 13, rue Bernoulli, Paris, 8e.

BABINSKI, Ingénieur civil des Mines, 170 *bis*, boulevard Haussmann, Paris, 8e.

BADONNEL (Marie-Gabriel-Victor), Professeur au Lycée, 2, square Castan, à Besançon (Doubs).

BAILLE, Répétitr à l'École Polytechnique, 26, rue Oberkampf, Paris, 10e.

* BANDSEPT (Albert), Ingénieur.

BARDY (Charles), Directeur honoraire du service scientifique des Contributions indirectes, 30, rue de Miromesnil, Paris, 8e.

* BARON, ancien Directeur à l'Administration des Postes et des Télégraphes.

BASSÉE (Jules-Charles), Constructeur d'instruments de Physique, 4, avenue de la Dame-Blanche, à Fontenay-sous-Bois (Seine).

BAUME-PLUVINEL (comte DE LA), 7, rue de la Baume, Paris, 7e.

BECKER, Préparateur de Physique au Collège Rollin, avenue Trudaine, Paris, 9e.

BÉCLÈRE (Dr Antoine), membre de l'Académie de Médecine, Médecin de l'Hôpital Saint-Antoine, 122, rue La Boëtie, Paris, 8e.

BECQUEREL (Henri), Membre de l'Institut, 6, rue Dumont-d'Urville, Paris, 16e.

BECQUEREL (Jean), Ingénieur des Ponts et Chaussées, Assistant au Muséum, 15, boulevard Saint-Germain, Paris, 5e.

BENOIT (René), Correspondant de l'Institut, Directeur du Bureau international des Poids et Mesures, au Pavillon de Breteuil, à Sèvres (Seine-et-Oise).

BERGER (Dr Émile). Membre correspondant des Académies royales de Médecine de Belgique et de Madrid, 3, rue Anatole-de-la-Forge, Paris, 7e.

BERTIN, Membre de l'Institut, Directeur du Génie maritime du cadre de réserve, 8, rue Garancière, Paris, 6e.

* BIENAYMÉ, Inspecteur général du Génie maritime en retraite.

* BISCHOFFSHEIM (Raphaël-Louis), Membre de l'Institut.

BJERKNES (Wilhelm), Professeur à l'Université de Christiania (Norvège).

MM. * Blavier, Inspecteur général des Télégraphes, Directeur de l'École supérieure de Télégraphie.

Bloch (Eugène), Agrégé, Dr ès sciences, 18, rue de l'Odéon, Paris, 6e.

Bloch (Salvador), Professeur au Lycée Saint-Louis, 328, rue Saint-Jacques, Paris, 5e.

Blondel, Ingénieur des Ponts et Chaussées, Professeur à l'École des Ponts et Chaussées, 41, avenue de La Bourdonnais, Paris, 7e.

Blondin, Professeur au Collège Rollin, 171, rue du Faubourg-Poissonnière, Paris, 9e.

Blondlot, Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 8, quai Claude-le-Lorrain, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

Boberil (le Comte Roger du), 10, rue Michel-Ange, Paris, 16e.

Boitel, Professeur au Lycée Lakanal, 4, rue Houdan, à Sceaux (Seine).

Boizard, Professeur au Lycée de Toulouse (Haute-Garonne).

Bordé (Paul), Ingénieur opticien, 29, boulevard Haussmann, Paris, 9e.

Bordet (Lucien), ancien élève de l'École Polytechnique, ancien Inspecteur des Finances, Administrateur de la Cie des forges de Châtillon et de Commentry, 181, boulevard Saint-Germain, Paris, 7e.

Boulanger (Julien), Lieutenant-Colonel du Génie, Directeur des Services du Matériel du Génie, 5, rue Rosa-Bonheur, Paris, 15e.

Bourgarel (Paul), Professeur au Lycée Carnot, 145, boulevard Malesherbes, Paris, 17e.

Bourgeois (Léon), Dr ès sciences, Répétiteur à l'École Polytechnique, 1, boulevard Henri IV, Paris, 4e.

Bouty, Professeur à la Faculté des Sciences, 5, rue du Faubourg-Saint-Jacques, Paris, 14e.

Branly (Dr E.), Professeur à l'École libre des Hautes Études scientifiques et littéraires, 21, avenue de Tourville, Paris, 7e.

* Bréguet (Antoine), ancien Élève de l'École Polytechnique.

Brewer, Constructeur d'instruments pour les Sciences, 76, boulevard Saint-Germain, Paris, 5e.

Brillouin, Professeur au Collège de France, 31, boulevard de Port-Royal, Paris, 13e.

* Brion, Professeur au Lycée Saint-Louis.

* Brisse (Ch.), Professeur à l'École Centrale des Arts et Manufactures, Répétiteur à l'École Polytechnique.

Broca (Dr André), Répétiteur à l'École Polytechnique, Professeur agrégé à la Faculté de Médecine, 7, cité Vaneau, Paris, 7e.

Brunhes (Bernard), Professeur à la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand, Directeur de l'Observatoire du Puy-de-Dôme.

Brylinski (Émile), Sous-Directeur du *Triphasé*, 5, avenue Teissonnière, à Asnières (Seine).

* Buchin, Ingénieur électricien.

Buisson, Professeur adjoint à la Faculté des Sciences de Marseille (Bouches-du-Rhône).

MM. * Cabanellas, Ingénieur électricien.

* Cadot, Professeur au Lycée Carnot.

Cailho, Ingénieur des Télégraphes, 111, rue Mozart, Paris, 16e.

Canet, Directeur de l'Artillerie de MM. Schneider et Cie, Ancien Président de la Société des Ingénieurs civils, 87, avenue Henri-Martin, Paris, 16e.

Carimey, Professeur au Lycée Saint-Louis, 63, rue Claude-Bernard, Paris, 6e.

Carpentier (Jules), Membre de l'Institut, Membre du Bureau des Longitudes, 34, rue du Luxembourg, Paris, 6e.

Carvallo, Examinateur des élèves à l'École Polytechnique, 1, rue Clovis, Paris, 5e.

Caspari, Ingénieur hydrographe de la Marine, 30, rue Gay-Lussac, Paris, 5e.

* Cauro (Joseph), Docteur ès sciences, ancien Élève de l'École Polytechnique.

Chabaud (Victor), 28, avenue du Petit-Chambord, à Bourg-la-Reine (Seine).

Chairy, Professeur au Lycée Janson-de-Sailly, 60, rue du Ranelagh, Paris, 6e.

Chancel (Félix), Ingénieur des Arts et Manufactures, 34, rue Saint-Jacques, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

Chardonnet (Comte de), 22, rue de l'Arcade, Paris.

* Chautard, Doyen honoraire de la Faculté libre des Sciences de Lille.

Chauveau, ancien Élève de l'École Normale supérieure, Météorologiste adjoint au Bureau central, 51, rue de Lille, Paris, 7e.

Chauvin (Raphaël), Ingénieur électricien, 186, rue Championnet, Paris, 18e.

Chaves (Antonio-Ribeiro), 116, rua do Ouvidor, à Rio de Janerio (Brésil).

* Chervet, Professeur au Lycée Saint-Louis.

Claverie, Censeur au Lycée Condorcet, 65, rue Caumartin, Paris, 9e.

Clément (Louis), 18, rue Louis-le-Grand, Paris, 2e.

Colardeau (Emmanuel), Professeur au Collège Rollin, 13, rue de Navarin, Paris, 9e.

Colin (Th.), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 6, rue Victor-Considérant, Paris, 14e.

Compagnie des Chemins de fer du Midi, 54, boulevard Haussmann, Paris, 9e.

Compagnie des Salins du Midi, 84, rue de la Victoire, Paris, 9e.

* Contal, Préparateur de Physique au Collège Rollin.

Coppet (de), villa de Coppet, rue Magnan, à Nice (Alpes-Maritimes).

* Cornu (A.), Membre de l'Institut, Professeur à l'École Polytechnique.

Cotton (A.), Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, 52, boulevard Saint-Jacques, Paris, 14e.

MM. Courtois (l'abbé F.), Missionnaire, Église Saint-Joseph, à Chang-Haï (Chine).

Crémieu (Victor), Dr ès sciences, Préparateur à la Faculté des Sciences, 6, rue d'Ulm, Paris, 5e.

Culmann (Paul), Docteur ès sciences, 28, rue Vauquelin, Paris, 5e.

Curie (Mme Sklodowska), Chargée de Cours à la Faculté des Sciences, 108, boulevard Kellermann, Paris, 13e.

* Curie (Pierre), Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciencès.

Dambier, Professeur au Collège Stanislas, 44, rue de Fleurus, Paris, 6e.

Defforges (Général G.), commandant la 78e Brigade, villa Saint-Michel, à Toul (Meurthe-et-Moselle).

Delebecque, Ingénieur des Ponts et Chaussées, 36, boulevard des Tranchées, à Genève (Suisse).

Delvalez (G.), Professeur au Lycée Condorcet, 16, avenue Ledru-Rollin, Paris, 12e.

Diot, Professeur au Lycée Condorcet, 72, rue Nollet, Paris, 17e.

* Dollfus (Eugène), Chimiste, fabr. d'indiennes, à Mulhouse (Alsace).

Domergue (E.), Résident à Haïphong (Tonkin).

Dongier, Docteur ès sciences, Météorologiste titulaire au Bureau central météorologique, 87 *bis*, Grande-Rue, à Bourg-la-Reine (Seine).

Drouin (Félix), Ingénieur, 1 *bis*, avenue de Longchamps, à Boulogne-sur-Seine (Seine).

Dubois (René), Professeur à l'École Turgot, 23, rue des Fossés-Saint-Jacques, Paris, 5e.

* Duboscq (Jules), Constructeur d'instruments de Physique.

* Duclaux, Membre de l'Institut, Directeur de l'Institut Pasteur.

Duclaux (Jacques), Docteur ès sciences, Préparateur à l'Institut Pasteur, rue Dutot, Paris, 15e.

Duclos, ancien Directr d'École normale à Cérisols, par Fabut (Ariège).

Duddell (W.), Ingénieur, 47, Hans-Place, London S. W. (Angleterre).

* Dufet (H.), Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, Professeur au Lycée Saint-Louis.

Dufour (A.), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 45, rue d'Ulm, Paris, 5e.

Dumoulin-Froment, Constructeur d'instruments de précision, 85, rue Notre-Dame-des-Champs, Paris, 6e.

Durand, Préparateur à la Faculté des Sciences, 50, rue Monge, Paris, 5e.

Dybowski, Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 16, rue Rottembourg, Paris, 12e.

Engel, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures, à Châtillon-sous-Bagneux (Seine).

Faivre-Dupaigre, Inspecteur d'Académie, 9, rue du Val-de-Grâce Paris, 5e.

MM. Favé, Ingénieur hydrographe en chef de la Marine, 1, rue de Lille, Paris, 7e.

* Fernet, Inspecteur général honoraire de l'Instruction publique.

Fontaine (Hippolyte), Ingénieur électricien, 58, rue Notre-Dame-des-Champs, Paris, 6e.

Fortin (Charles), 59, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

Foussereau, Docteur ès sciences, 5, place de Jussieu, Paris, 5e.

Foveau de Courmelles (Dr), 26, rue de Châteaudun, Paris, 9e.

Fredet (Henri), Industriel, à Brignoud (Isère).

* Friedel, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris.

Galimard, Industriel, à Flavigny-sur-l'Ozerain (Côte-d'Or).

Gall (Henry), Directeur de la Société d'Électrochimie, 5, rue Albert-Joly, à Versailles (Seine-et-Oise).

Gariel (C.-M.), Membre de l'Académie de Médecine, Professeur à la Faculté de Médecine, 6, rue Édouard-Detaille, Paris, 17e.

Gascard (A.), Professeur à l'École de Médecine, Pharmacien des hôpitaux, 33, boulevard Saint-Hilaire, à Rouen (Seine-Inférieure).

Gaumont (L.), Directeur du Comptoir général de Photographie, 57, rue Saint-Roch, Paris, 1er.

* Gauthier-Villars, Libraire-Éditeur.

Gay (Jules), Examinateur honoraire à l'École Militaire de Saint-Cyr, 17, rue Beauveau, à Versailles (Seine-et-Oise).

Gayon, Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur de la Station agronomique, 7, rue Dufour-Dubergier, à Bordeaux (Gironde).

Gernez (Désiré), Membre de l'Institut, Maître de Conférences honoraire de l'École Normale supérieure, 80, rue d'Assas, Paris, 6e.

Gibert (Eugène-Louis-Marie), Chef d'escadron d'Artillerie coloniale, 9 *bis*, rue Baudin, à Rochefort (Charente-Inférieure).

Gibert, Professeur de Physique à l'École Colbert, 146, boulevard Magenta, Paris, 10e.

Godard (Léon), Docteur ès sciences, 28, rue Gay-Lussac, Paris, 5e.

Godefroy (l'abbé), ancien Professeur de Chimie à l'Institut catholique.

Godron (H.), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 52, quai du Mont-Riboudet, à Rouen (Seine-Inférieure).

Goisot (G.), Ingénieur, 10, rue Bélidor, Paris, 17e.

Goloubitzky, Collaborateur de la Société des Amis des Sciences de Moscou, à Kalouga Faroussa (Russie).

* Gotendorf (Silvanus).

Gouré de Villemontée, Docteur ès sciences, Professeur au Lycée Buffon, 31, rue de Poissy, Paris, 5e.

Gramont (Arnaud de), Docteur ès sciences, 179, rue de l'Université, Paris, 7e.

Gray (Robert Kaye), Ingénieur électricien de l'India-Rubber, Gutta-percha and Telegraph Works Co limited, à Londres (Angleterre).

MM. GROSSETESTE (William), Ingénieur, 67, avenue Malakoff, Paris, 16e.

GROUVELLE, Ingénieur, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures, 18, avenue de l'Observatoire, Paris, 6e.

GUÉBHARD (Dr Ad.), Agrégé des Facultés de Médecine, à Saint-Vallier-de-Thiey (Alpes-Maritimes), et 4, rue de l'Abbé-de-l'Épée, Paris, 5e.

GUILLET, Secrétaire de la Faculté des Sciences, 158, rue Saint-Jacques, Paris, 5e.

HADAMARD (Jacques), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 25, rue de Humboldt, Paris.

HAMY (Maurice), Astronome titulaire à l'Observatoire, 16, rue de Bagneux, Paris, 6e.

HEMPTINNE (Alexandre DE), 56, rue de la Vallée, à Gand (Belgique).

HENRY (Alfred), Ingénieur de la Raffinerie A. Sommier et Cie, 145, rue de Flandre, à Paris.

HONDA (Kotaro), Kreuzberweg, 15[1], Gottingen (Allemagne).

HUET (Ernest), Docteur en Médecine, 21, rue Jacob, Paris, 6e.

* HUGO (comte Léopold).

HUSSON (Léon), Contrôleur du câble télégraphique, à Haïphong (Tonkin).

ICOLE (Léon), Professeur au Lycée de Douai (Nord).

INFREVILLE (Georges D'), Électricien de la *Western Union Telegraph*, Expert de la *National Bell Telephone Co*, 110, Liberty Street, New-York (États-Unis).

JACOBS (Fernand), Président de la Société Belge d'Astronomie, 21, rue des Chevaliers, à Bruxelles (Belgique).

* JAMIN, Membre de l'Institut.

JANET (Paul), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences, Directeur du Laboratoire central et de l'École supérieure d'Électricité, 6, rue du Four, Paris, 6e.

* JAVAL, Membre de l'Académie de Médecine.

JAVAL (Jean), Membre du Conseil général de l'Yonne, 45, rue de Boulainvilliers, Paris, 16e.

JAVAUX (Émile), Administrateur-Directeur de la Société *Gramme*, 20, rue d'Hautpoul, Paris, 19e.

* JENNESSON, ancien Principal.

JÉNOT, Professeur honoraire au Collège Rollin, 17, rue Caulaincourt, Paris, 18e.

* JEUNET, Professeur honoraire.

JOBIN (A.), ancien Élève de l'École Polytechnique, successeur de M. Laurent, 21, rue de l'Odéon, Paris, 6e.

* JOLY, Professeur adjoint à la Faculté des Sciences de Paris.

JOUBERT, Inspecteur général de l'Instruction publique, 67, rue Violet, Paris, 15e.

* KERANGUÉ (Yves DE), Capitaine en retraite.

* KERCHOVE (VAN DEN), Sénateur, Gand (Belgique).

KNOLL, Préparateur de Physique au Lycée Louis-le-Grand, Paris, 5e.

MM. KOECHLIN (Horace), Chimiste, 19, avenue du Mont-Riboudet, à Rouen (Seine-Inférieure).

KORDA (Désiré), Ingénieur, Administrateur de la Société française d'électricité A. E. G., 15, rue Ambroise-Thomas, Paris, 9e.

KOROLKOFF (Alexis), Lieutenant-Colonel d'Artillerie russe, Professeur de Physique à l'Académie d'Artillerie de Saint-Pétersbourg (Russie).

KROUCHKOLL, Docteur ès sciences et Docteur en Médecine, Chef des Travaux pratiques de Physique à la Faculté des Sciences, 150, avenue de Wagram, Paris, 17e.

LACOUR, Ingénieur civil des Mines, 60, rue Ampère, Paris, 17e.

LAFAY (A.), Capitaine, Professeur à l'École Polytechnique, 98, rue d'Arcueil, à Malakoff (Seine).

LALLEMAND (Charles), Ingénieur en chef des Mines, Directeur du nivellement général de la France, 66, boul. Émile-Augier, Paris, 16e.

LAPRESTÉ, Professeur au Lycée Buffon, 7, rue Charlet, Paris, 15e.

LAURENT (Léon), ancien constructeur d'instruments d'Optique, 21, rue de l'Odéon, Paris, 5e.

LAVIÉVILLE (Augustin), Inspecteur honoraire de l'Académie de Paris, 3, rue Legoff, Paris, 5e.

LE BEL, ancien Président de la Société chimique, 250, rue Saint-Jacques, Paris, 5e.

LEBLANC (Maurice), ancien Élève de l'École Polytechnique, à Croissy (Seine-et-Oise).

* LECHAT, Professeur honoraire du Lycée Louis-le-Grand.

LE CHATELIER (André), Ingénieur en chef de la Marine, 331, rue Paradis, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

LE CHATELIER (Henry), Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 75, rue Notre-Dame-des-Champs, Paris, 6e.

LE CHATELIER (Louis), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 4, rue Bara, Paris, 5e.

* LE CORDIER (Paul), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

LEDUC (A.), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 84, boulevard Saint-Michel.

LEFEBVRE (Pierre), Professeur au Lycée, 67, boulevard Faidherbe, à Douai (Nord).

LEMOINE (E.), ancien Élève de l'École Polytechnique, Chef honoraire du Service de la vérification du Gaz, 4, boulevard de Vaugirard, Paris, 15e.

* LEMONNIER, ancien Élève de l'École Polytechnique.

* LEMSTRÖM (Selim), Professeur émérite de l'Université de Helsingfors (Finlande).

LEQUEUX, Ingénieur des Arts et Manufactures, 64, rue Gay-Lussac, Paris, 2e.

LEROY, Professeur au Lycée Michelet, 245, boulevard Raspail, Paris, 14e.

* LESPIAULT, Profr à la Faculté des Sciences de Bordeaux (Gironde).

MM. * Létang (Paul), Ingénieur électricien.

Létang (Dr Marc), à l'Essart, par Poitiers (Vienne).

Leuillieux (Dr), Médecin de la Cie des Chemins de fer de l'Ouest, à Conlie (Sarthe).

Levesque (Lieutenant), Section de Géodésie du Service géographique de l'Armée, 140, rue de Grenelle, Paris, 7e.

Limb, Docteur ès sciences, Ingénieur, Conseil de la Maison Gindre frères et Cie de Lyon, 11, quai de l'Archevêché, à Lyon.

Lippmann, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 10, rue de l'Éperon, Paris, 5e.

Louvet (Édouard), Élève libre à l'École des Mines, 49, rue de Vaugirard, Paris, 6e.

Lugol (Paul), Profr au Lycée Saint-Louis, 6, rue Toullier, Paris, 5e.

Lyon (Gustave), ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur civil des Mines, 24 *bis*, rue Rochechouart, Paris, 9e.

* Macé de Lépinay, Professeur à la Faculté des Sciences de Marseille (Bouches-du-Rhône).

Mach (Dr E.), Professeur de Physique à l'Université de Vienne (Autriche).

Macquet (Auguste), Ingénieur au corps des Mines, Professeur à l'Ecole des Mines du Hainaut, à Mons (Belgique).

Malassez, Préparateur à la Faculté des Sciences, 166, boulevard Saint-Germain, Paris, 7e.

* Mallard, Membre de l'Institut, Inspecteur général des Mines, Professeur de Minéralogie à l'École des Mines.

Maneuvrier, Directeur adjoint du Laboratoire des Recherches (Physique) à la Sorbonne, Paris, 5e.

Marie, Préparateur de Physique au Lycée Charlemagne, 5, rue Basse-des-Carmes, Paris, 4e.

* Martin (Ch.), de Chartres.

Mascart, Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, 16, rue Christophe-Colomb, Paris, 8e.

Massin, Ingénieur des Télégraphes, 61, rue de Vaugirard, Paris, 6e.

* Masson (G.), Libraire-Éditeur.

Maurain, Professeur à la Faculté des Sciences de Caen (Calvados).

* Maurat, Professeur honoraire du Lycée Saint-Louis.

Menier (Henry), 8, rue de Vigny, Paris, 8e.

Meslin (G.), Professeur à la Faculté des Sciences de Montpellier (Hérault).

Mesnager (Augustin), Ingénieur des Ponts et Chaussées, Ingénieur des canaux de la Ville de Paris, 182, rue de Rivoli, Paris, 1er.

Mestre, Ingénieur à la Cie des Chemins de fer de l'Est, 168, rue Lafayette, Paris, 10e.

Métral (Pierre), Agrégé des Sciences Physiques, Directeur de l'École Colbert, 27, rue Château-Landon, Paris, 10e.

* Meyer (Bernard), Ingénieur des Télégraphes.

MM. **Meyer** (Stefan), Privat-docent à l'Université, Turkenstrasse, 3, à Vienne (Autriche).

Michel (Auguste), Ingénieur civil, 10, boulevard Victor-Hugo, à Saint-Germain-en-Laye (Seine-et-Oise).

* **Molteni** (Alfred).

* **Moncel** (Comte du), Membre de l'Institut.

Montefiore (Lévi), Sénateur, Ingénieur, Fondateur de l'Institut électrotechnique, à Liége (Belgique).

Mohr (Louis Tranchard), Ph. Dr., Professeur de Physique à l'Université de Cincinnati, à Cincinnati, Ohio (États-Unis).

Morize (Henri), Ingénieur civil, Docteur ès sciences, Professeur de Physique à l'École Polytechnique, rua Princeza Impérial, n° 20, Antiago, à Rio-de-Janeiro (Brésil).

Moser (Dr James), Privat-docent à l'Université, VIII/1, Laudon-gasse, 25, à Vienne (Autriche).

Muirhead (Dr Alexandre F. C. S.), 3, Elm Court, Temple E. C., Londres (Angleterre).

Nagaoka (H.), Docteur ès sciences, Professeur de Physique à l'Université de Tokio (Japon).

Nerville (de), Ingénieur des Télégraphes, 59, rue de Ponthieu, Paris, 8e.

Nodon (Albert), Ingénieur-Conseil, 12, rue de Moulis, à Bordeaux (Gironde).

* **Nogué** (Émile), de la Maison Pellin-Duboscq.

* **Niaudet**, Ingénieur civil.

Ogier (Jules), Membre du Comité consultatif d'Hygiène publique, Chef du Laboratoire de Toxicologie à la Préfecture de police, 7, cité Vaneau, Paris, 7e.

Ollivier (A.), Ingénieur civil, 3, rue Littré, Paris, 6e.

Oumoff (Nicolas), Professeur de Physique à l'Université de Moscou (Russie).

Palmade, Professeur au Lycée de Montpellier (Hérault).

* **Palmade** (F.), Chef de bataillon du Génie, Chef du Génie, à Bourges (Cher).

Patte (Lucien), Professeur au Lycée, 32, avenue Alsace-Lorraine, à Grenoble (Isère).

Paulidès (Démosthènes), Docteur en Médecine.

Pellat (H.), Professeur à la Faculté des Sciences, 23, avenue de l'Observatoire, Paris, 6e.

Pérard (L.), Professeur à l'Université, 101, rue Saint-Esprit, Liége (Belgique).

* **Pérot**, Dessinateur et Graveur.

Pérot (Alfred), Professeur honoraire de la Faculté des Sciences de Marseille, 16, avenue Bugeaud, Paris, 16e.

Perreau, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Nancy (Meurthe-et-Moselle).

MM. PERRIER (Capitaine), État-Major de l'Armée, Service géographique, 140, rue de Grenelle, Paris, 7e.

PERRIN (Jean), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences, 106, boulevard Kellermann, Paris, 13e.

PICOU (R.-V.), Ingénieur des Arts et Manufactures, 47, rue Saint-Ferdinand, Paris, 17e.

PILTSCHIKOFF (Nicolas), Professeur à l'Université d'Odessa (Russie).

POINCARÉ (A.), Inspecteur général des Ponts et Chaussées en retraite, 10, rue de Babylone, Paris, 7e.

POINCARÉ (Lucien), Inspecteur général de l'Instruction publique, 130, rue de Rennes, Paris, 6e.

POLLARD (Jules), Directeur du Génie maritime, Directeur de l'Établissement d'Indret, par Basse-Indre (Loire-Inférieure).

POPP (Victor), ancien Administrateur-Directeur de la Compagnie des Horloges pneumatiques, 21, place de la Madeleine, Paris, 8e.

PORTER (B.-Albert), Consultant and Importer, 1024 Lake Shore Drive, Evanston, Illinois (États-Unis).

* POTIER, Membre de l'Institut, Ingénieur en chef des Mines.

POUSSIN (Alexandre), Ingénieur, 7, rue de l'Équitation, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

PRIEUR (Albert), Industriel, 76, boulevard Malesherbes, Paris, 6e.

PUPIN, Docteur en Médecine, 27, quai de la Tournelle, Paris, 5e.

PUYFONTAINE (Comte DE), 34, avenue Friedland, Paris, 8e.

* RAFFARD (N.-J.), Ingénieur.

RAVEAU (C.), Physicien au Laboratoire d'Essais du Conservatoire national des Arts et Métiers, 61, boulevard Sébastopol, Paris, 7e.

RAYMOND, Ingénieur principal des Messageries maritimes à la Ciotat (Bouches-du-Rhône).

* RAYNAUD, Directeur de l'École supérieure de Télégraphie.

RENAULT (Albert), Chimiste, 13, rue Paul-Louis-Courier, Paris, 7e.

RIBIÈRE (Charles), Ingénieur des Ponts et Chaussées (Service des phares), 13, rue de Siam, Paris, 16e.

* RIGOUT (A.), Docteur en Médecine.

* RILLIET, Professeur à l'Université de Genève (Suisse).

RIVIÈRE (Charles), Professeur au Lycée Saint-Louis, 30, rue Gay-Lussac, Paris, 5e.

RODDE (Ferd.), 18, rue Bervic, Paris, 18e.

RODDE (Léon), rua do Ouvidor, 107, à Rio de Janeiro (Brésil).

RODOCANACHI (Emmanuel), 54, rue de Lisbonne, Paris, 8e.

* ROGER, Chef d'institution honoraire.

* ROMILLY (Félix Worms DE), ancien Président de la Société française de Physique.

ROMILLY (Paul Worms DE), Ingénieur en chef des Mines, 7, rue Balzac, Paris, 8e.

ROTHÉ, Maitre de Conférences à la Faculté des Sciences, 21, rue Malzéville, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

MM. Rothschild (baron Edmond de), 41, rue du Faubourg-Saint-Honoré, Paris, 8e.

Rozier (F.), Docteur en Médecine, 12, rue de Buci, Paris, 6e.

Sagnac (G.), Chargé des cours à la Faculté des Sciences, 4, rue Boissonnade, Paris, 14e.

Sainte-Claire Deville (Émile), Ingénieur à la Compagnie du gaz, 12, rue Alphonse-de-Neuville, Paris, 17e.

* Sainte-Claire Deville (Henri), Membre de l'Institut.

Sainte-Claire Deville (Henri), ancien Directeur des Manufactures de l'État, Administrateur délégué de la Société anonyme des anciennes salines domaniales de l'Est, 95, rue de Courcelles, Paris, 17e.

Saintignon (F. de), Maître de Forges à Longwy (Meurthe-et-Moselle).

* Salet, Maître de conférences à la Faculté des Sciences.

Sarran (E.), Profr au Lycée, 20, cours Pasteur, à Bordeaux (Gironde).

* Schwedoff, Professeur à l'Université d'Odessa (Russie).

Sebert (le Général), Membre de l'Institut, Administrateur des Forges et Chantiers de la Méditerranée, 14, rue Brémontier, Paris, 17e.

Seligmann-Lui, Directeur-Ingénieur des Télégraphes, 78, rue Mozart, Paris, 16e.

Sentis, Professeur au Lycée, 17, boul. de Bonne, à Grenoble (Isère).

Serpollet, Ingénieur, 9, rue de Stendhal, Paris, 20e.

Siegler (Jean), ingénieur des Mines, 14, rue Gambetta, à Saint-Étienne (Loire).

Simon (L.-J.) Sous-Directeur du Laboratoire de Chimie à l'Ecole Normale supérieure, 15, rue Vauquelin. Paris, 5e.

Solvay (Ernest), Industriel, 43, rue des Champs-Élysées, à Bruxelles (Belgique).

Sparre (le comte Magnus-Louis-Marie de), Doyen de la Faculté catholique des Sciences, 7, avenue de l'Archevêché, à Lyon (Rhône).

* Spottiswoode (W.), Président de la Société royale de Londres (Angleterre).

* Strauss, Colonel Directeur du Génie.

Street (Charles), Ingénieur des Arts et Manufactures, 13, rue Legendre, Paris, 17e.

Teploff, Colonel du Génie impérial russe, rue Vladimirskaïa, 15, Maison Friederichs, Saint-Pétersbourg (Russie).

Termier, Ingénieur en chef des Mines, Professeur à l'École nationale des Mines, 164, rue de Vaugirard, Paris, 15e.

* Terquem, Professeur à la Faculté des Sciences de Lille.

Thélier (Marcel), 9, avenue de Messine, Paris, 8e.

* Thollon, Physicien à l'Observatoire de Nice.

Thomas, Professeur à l'École supérieure des Sciences d'Alger (Algérie).

Thouvenel, Professeur au Lycée Charlemagne, 19, boulevard Morland, Paris, 4e.

Tombeck, Docteur ès sciences, 23, avenue de Versailles, à Choisy-le-Roi (Seine).

MM. TOUANNE (G. DE LA), Ingénieur des Télégraphes, 80, rue Bonaparte, Paris, 6ᵉ.

TROOST, Membre de l'Institut, 84, rue Bonaparte, Paris, 6ᵉ.

TULEU, Ingénieur, 58, rue d'Hauteville, Paris, 10ᵉ.

ULLMANN (Jacques), Constructeur électricien, 16, boulevard Saint-Denis, Paris, 10ᵉ.

VAGNIEZ (Édouard), à Amiens (Somme).

* VASCHY, Ingénieur des Télégraphes, Répétiteur à l'École Polytechnique.

VAUTIER (Théodore), Professeur adjoint de Physique à la Faculté des Sciences, 30, quai Saint-Antoine, à Lyon (Rhône).

* VERRIER (J.-F.-G.).

VIGOUROUX (Dʳ R.), 33, avenue Trudaine, Paris, 9ᵉ.

VILLARD (P.), Docteur ès sciences, 45, rue d'Ulm, Paris, 5ᵉ.

VILLIERS (Antoine), Professeur à l'École de Pharmacie, 30, avenue de l'Observatoire, Paris, 14ᵉ.

VINCENT (G.), Professeur au Lycée Saint-Louis, 26, rue de Staël, Paris, 15ᵉ.

VIOLLE, Membre de l'Institut, Professeur au Conservatoire des Arts et Métiers, 89, boulevard Saint-Michel, Paris, 5ᵉ.

WALCKENAER, Ingénieur en chef des Mines, Professeur à l'École des Mines, 218, boulevard Saint-Germain, Paris, 7ᵉ.

WALLON (E.), Professeur au Lycée Janson-de-Sailly, 65, rue de Prony, Paris, 17ᵉ.

* WARREN DE LA RUE, Correspondant de l'Institut.

WEISS (Dʳ Georges), Ingénieur des Ponts et Chaussées, Membre de l'Académie de Médecine, Professeur agrégé de Physique à la Faculté de Médecine, 20, avenue Jules-Janin, Paris, 16ᵉ.

WEISS (Pierre), Professeur de Physique à l'École Polytechnique de Zurich (Suisse).

WERLEIN (Ivan), Constructeur d'instruments d'Optique, à Arcueil (Seine).

WEYHER, Ingénieur, Administrateur-Directeur de la Société centrale de Construction de machines, 36, rue Ampère, Paris, 17ᵉ.

WILLOT (A.), Licencié ès Sciences, Institut catholique d'Arts et Métiers, 6, rue Auber, à Lille (Nord).

WUILLEUMIER (H.), Docteur ès sciences, 20 *bis*, rue Chaptal, Paris, 9ᵉ.

* WUNSCHENDORFF, Ingénʳ-Administʳ des Postes et des Télégraphes.

WYROUBOFF, Professeur au Collège de France, 20, rue Lacépède, Paris, 5ᵉ.

BAILLAUD (Jules), Astronome adjoint à l'Observatoire, 148, boulevard du Montparnasse, Paris, 14ᵉ.

BAUER (Edmond), 9, avenue d'Eylau, Paris, 16ᵉ.

MM. Billard (Manuel-Jacques-Camille), Professeur au Lycée Charlemagne, 10, boulevard Saint-Marcel, Paris, 5e.

Boris, ancien Élève de l'École Polytechnique, 6, place Saint-Géry, à Valenciennes (Nord).

Bosler (Jean), ancien Élève de l'École Polytechnique, Licencié ès sciences, 5, rue du Faubourg-Saint-Jacques. Paris, 14e.

Colson (Albert), Professeur de Chimie à l'École Polytechnique, 47, rue de Vaugirard, Paris, 6e.

Coudert, Prof. du Lycée Condorcet, 33 *bis*, rue de Moscou, Paris, 8e.

Devaux-Charbonnel, Ingénieur des Télégraphes, 286, boulevard Raspail, Paris, 14e.

Doumer (Dr), Professeur à la Faculté de Médecine de Lille (Nord).

Gates (Mlle Fanny-Cook), Associate Professor of Physics the Woman's College, à Baltimore Md (États-Unis).

Gehrke (Ernst), Dr Phil. Privat docent a. d. Universitat, Technischen Hülfsarbeiter a. d. Physikalische Technischen Reichsansalt, Hornstrasse, 13, Berlin S. N. (Allemagne).

Gérard (Anatole), Ingénieur électricien, 16, rue des Grandes-Carrières, Paris, 18e.

Ginsberg (Alexandre), Collaborateur scientifique de la maison Krauss.

Granqvist (Per-Gustav-David), Profr à l'Université d'Upsal (Suède).

Grassot (Émile), Ingénieur, Chef des Travaux à l'École de Physique et de Chimie, 6, rue des Fossés-Saint-Marcel, Paris. 5e.

Hagenbach-Bischoff, Professeur à l'Université, 20, Missionstrasse, à Bâle (Suisse).

Judic (Georges), Ingénieur électricien, 26, rue de Tourlaque, Paris, 18e.

Kucera (Bohumil), Dr Phil., Professeur adjoint à l'Université tchèque, Laboratoire de Physique, à Prague (Autriche).

Lampa (A.), Professeur à l'Université, Rieglergasse, 5, à Vienne XVIII (Autriche).

Lefebvre (Léon), Ingénieur des Arts et Manufactures, 30, boulevard Beaumarchais, Paris, 11e.

Massoulier, Professeur au Lycée Henri-IV, 97, villa Brune, Paris, 14e.

Mathieu (Maurice-Julien), Ingénieur des Arts et Manufactures, 1 *bis*, rue Riboutté, Paris, 9e.

Moulin, Sous-Chef des Travaux pratiques de Physique à l'École de Physique et de Chimie, 6, rue Chevreul, Paris, 11e.

Mouton (Henri), Docteur ès sciences, Attaché à l'Institut Pasteur, 42, rue Mathurin-Régnier, Paris, 15e.

Neveu (Raoul), Constructeur d'instruments de Physique, 35, rue de la Montagne-Sainte-Geneviève, Paris, 5e.

Petit (G.-E.), Ingénieur des Télégraphes, 205, boul. Raspail, Paris, 14e.

Pozzi-Escot (E.), Professor, Ingeniero-Quimico, Ministerio de Fomento, Lima, Pérou (Amérique du Sud).

Saïd (Dj. Mehmeh), Ingénieur attaché technique à l'ambassade de Turquie, 106, boulevard Arago, Paris, 14e.

MM. TAMARU (Takurô), Professeur adjoint à l'Université, Collège des Sciences, Université de Tôkyô (Japon).

TIMIRIAZEFF, Professeur à l'Université et à l'Académie agronomique de Moscou (Russie).

TOUREN (Charles), Professeur au Collège Rollin, 56, rue Gay-Lussac, Paris, 5e.

LISTE DES MEMBRES DE LA SOCIÉTÉ.

MM.

ABRAHAM (**Henri**), Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, 45, rue d'Ulm, Paris, 5e.

ADAM (**Étienne**), Professeur au Lycée Voltaire, 19, avenue du Bel-Air, Paris, 12e.

ADAM (**Jules-Théophile**), Professeur au Collège, 12, rue de Rome, à Calais (Pas-de-Calais).

ADAMS (**Edwin-P.**), Ph. Dr Professor of Physics, Princeton University, Princeton N. Y. (États-Unis).

AERTZ, Ingénieur, 137, rue Saint-Dizier, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

ALBERTOTTI (**Guiseppe**), Direttore della Clinica oculistica nella R. Universita di Padova (Italie).

ALIAMET, Inspecteur, Chef du Laboratoire électrochimique au Chemin de fer du Nord, 46, rue de la Concorde, à Asnières (Seine).

ALLAIRE (Dr **G.**), Chef des travaux de Physique à l'École de Médecine et de Pharmacie, Chef du Service d'électrothérapie et de radiographie de l'Hôtel-Dieu, 5, rue Santeuil, à Nantes (Loire-Inférieure).

ALLARD (**Félix**), Docteur en Médecine, 23, rue Blanche, Paris, 9e.

ALLUARD, Professeur honoraire à la Faculté des Sciences, 22 *bis*, place de Jaude, Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

AMADUZZI (**Lavoro**), Professeur à l'Institut de Physique de l'Université de Bologne (Italie).

AMAGAT (**E.-H.**), Membre de l'Institut, Examinateur d'admission à l'École Polytechnique, 19, avenue d'Orléans, Paris, 14e.

AMAR (**Jules**), Préparateur de Physique à la Faculté de Médecine, 62, boulevard Saint-Germain, Paris. 5e.

AMES (**Joseph-S.**), Professor of Physics, Director of the Physical Laboratory, John Hopkins University, Baltimore, Maryland (États-Unis).

AMIEUX (Mlle **Anne-Léontine-Nicolas**), Professeur de Sciences aux Lycées Lamartine et Victor-Hugo, 16, rue d'Angoulême, Paris, 11e.

ANASTASSIADÈS (**An.**), Docteur, Professeur de Mathématiques à l'École évangélique, à Smyrne (Turquie).

ANCEL (**Louis**), Ingén. des Arts et Manufactures, 13, rue Brochant, Paris, 16e.

ANDRADE (**Jules-Frédéric-Charles**), Professeur à la Faculté des Sciences, 3, villas Bisontines, à Besançon (Doubs).

ANDRAULT (**Louis-Gustave-Adolphe**), Professeur au Lycée, 10, rue des Bains, à Grenoble (Isère).

ANDRÉ (**Ch.**), Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur de l'Observatoire de Lyon (Rhône).

ANGOT (**Charles-Alfred**), Directeur du Bureau central météorologique, Prof^r à l'Institut national agronomique, 176, rue de l'Université, Paris, 7e.

MM.

ANTHELME (**Frère Edmond**), Professeur de Sciences, Institution de Passy, à Froyennes (Belgique).

APOIL, Censeur de l'École de la Manufacture de Sèvres, 14, rue de Brancas, à Sèvres (Seine-et-Oise).

APPELL, Membre de l'Institut, Doyen de la Faculté des Sciences, 17, rue Bonaparte, Paris.

APPERT (**Louis**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Ingénieur verrier, 50, rue de Londres, Paris, 8e.

ARGYROPOULOS, Recteur de l'Université, à Athènes (Grèce).

ARGYROPOULOS (**Tassos D.**), Chimiste-Bactériologiste, à Smyrne (Turquie d'Asie).

ARIÈS (**Emmanuel**), Lieutenant-Colonel du Génie en retraite, 9, boulevard du Roi, à Versailles (Seine-et-Oise).

ARMAGNAT, Ingénieur-Conseil, ancien Chef du Bureau des mesures électriques des Ateliers Carpentier, 67, rue du Ranelagh, Paris, 16e.

ARMET (**Henri**), Capitaine du Génie, 8 *bis*, rue Marceau, à Montpellier, (Hérault).

ARNOUX (**René**), Ingénieur civil, 45, rue du Ranelagh, Paris, 16e.

ARSONVAL (Dr **d'**), Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, 12, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

ARTH, Chargé d'un Cours de Chimie industrielle à la Faculté des Sciences, 7, rue de Rigny, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

ARTHAUD (Dr), Chef des travaux histologiques au Laboratoire de Physiologie générale du Muséum, 40, rue Denfert-Rochereau, Paris, 5e.

ARTILLERIE (**Section technique de l'**), 1, place Saint-Thomas-d'Aquin, Paris, 7e.

ASSIER DE POMPIGNAN, Lieutenant de vaisseau, Attaché au Service hydrographique de la Marine, 13, rue de l'Université, Paris, 7e.

ASSOCIATION GÉNÉRALE DES ÉTUDIANTS DE PARIS (**Bibliothèque de l'**) (Section des Sciences), 43, rue des Écoles, Paris, 5e.

AUBERT (**Auguste**), Professeur au Lycée de Toulouse (Haute-Garonne).

AUBERT, Professeur au Lycée Condorcet, 13, rue Bernoulli, Paris, 8e.

AUBERT (**Paul**), Professeur au Lycée Charlemagne, 11, rue de la Croix, à Nogent-sur-Marne (Seine).

AUBRY (**Alfred-Joseph**), Profr au Lycée de Belfort (Territoire de Belfort).

AUDINOS (**Jacques-Marcellin**), Professeur au Lycée de Tournon (Ardèche).

AUGÉ, Docteur en Médecine, 16, boulevard de la Gare, à Narbonne (Aude).

AUMONT (**Emmanuel**), Ingénieur agronome, Usine de l'Air liquide, 137 *bis*, rue de Paris, à Boulogne-sur-Seine (Seine).

AUPAIX (**Charles**), Professeur au Lycée, 8, place Saint-Hilaire, à Niort (Deux-Sèvres).

AUZELLE, Professeur au Lycée, 26, rue Alexandre-Duval, à Rennes (Ille-et-Vilaine).

AYET (**l'abbé**), Professeur de Mathématiques à l'École Fénelon, à Bar-le-Duc (Meuse).

MM.

BABINSKI (**Henri**), Ingénieur civil des Mines, 170 *bis*, boulevard Haussmann, Paris, 8ᵉ.

BABLON, 42, rue Boulard, Paris, 14ᵉ.

BACCEI (**Pietro**), Professeur de Physique, R. Istituto tecnico di Bari (Italie).

BACHELIER (**Gustave**), Professeur au Lycée, 12, boulevard de la Banque, à Bar-le-Duc (Meuse).

BACHELIER (**Victor-François-Charles**), Ingʳ à Berne, par Seloncourt (Doubs).

BACON (**Arthur-A.**), Professor of Physics, Hobart College, 488, Main Street, Geneva, N. Y. (États-Unis).

BADONNEL (**Marie-Gabriel-Victor**), Professeur au Lycée, 2, square Castan, à Besançon (Doubs).

BAECHLIN (**Paul**), Chimiste, Licencié ès sciences physiques, 9, rue de la Comète, Paris, 9ᵉ.

BAILLAUD (**B.**), Membre de l'Institut, Directeur de l'Observatoire de Paris.

BAILLAUD (**Jules**), Astronome adjoint à l'Observatoire, 148, boulevard Montparnasse, Paris, 14ᵉ.

BAILLE (**J.-B.**), Professeur à l'École de Physique et de Chimie industrielles, 26, rue Oberkampf, Paris, 11ᵉ.

BARBASTE (**Antoine**), Licencié ès sciences physiques, à Antrain-sur-Couesnon (Ille-et-Vilaine).

BARBÉ (Dʳ), 54, rue Cazault, à Alençon (Orne).

BARBILLION (**Louis**), Professeur de Physique industrielle à la Faculté des Sciences, Directeur de l'Institut électrotechnique, 9, rue Villars, à Grenoble (Isère).

BARDY (**Charles**), Directeur honoraire du Service scientifique des Contributions indirectes, 30, rue de Miromesnil, Paris, 8ᵉ.

BARNES (**Howard-Turner**), Doctor of Science, Assistant Professor of Physics, Dept. of Physics, Mc Gill University, Montreal (Canada).

BARRÉ (**Eugène**), Lieutenant du Génie, détaché à l'État-Major particulier de l'Armée, à Verdun (Meuse).

BARRET (**G.**), Docteur en Médecine, 1, rue Lavoisier, Paris, 8ᵉ.

BARTH (**Johann-Ambrosius**), Libraire, Rossplatz, 17, à Leipzig (Allemagne).

BARUS (**Carl**), Professeur de Physique, Brown University, Providence, R. I. (États-Unis).

BARY (**Paul**), Ingénieur-Conseil, 1, avenue Péterhof, Paris.

BASSAC, Professeur au Lycée de Marseille (Bouches-du-Rhône).

BASSÉE (**Jules-Charles**), Constructeur d'instruments de Physique, 4, avenue de la Dame-Blanche, à Fontenay-sous-Bois (Seine).

BASSET (**Alphonse**), Professeur au Lycée de Bourges (Cher).

BASSOT (le Général), Membre de l'Institut, Directeur de l'Observatoire de Nice (Alpes-Maritimes).

BAUDEUF-BAYARD (Mᵐᵉ **Henriette**), Professeur au Lycée de jeunes filles, 97, rue Bègles, à Bordeaux (Gironde).

BAUER (**Edmond**), 9, avenue d'Eylau, Paris, 16ᵉ.

BAUME-PLUVINEL (Comte **Aymar de la**), 7, rue de la Baume, Paris, 7ᵉ.

MM.

BAUME (**Georges**), Dr ès sciences, 44, quai des Eaux-Vives, à Genève (Suisse).

BAUMGART (**Ch.**), Agrégé de l'Université, rue Zawodskaya, 8, Log. 2, à Saint-Pétersbourg (Russie).

BEAUDROUX (**Jean-Alexandre**), Professeur de Physique à l'École normale d'instituteurs de Loches (Indre-et-Loire).

BEAULARD (**Fernand**), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, Université de Montpellier, 41, boulevard des Arceaux, à Montpellier (Hérault).

BECKER, Préparateur au Collège Rollin, avenue Trudaine, Paris, 9e.

BECLÈRE (Dr **Antoine**), Membre de l'Académie de Médecine, Médecin de l'Hôpital Saint-Antoine, 122, rue La Boëtie, Paris, 8e.

BECQUEREL (**Henri**), Membre de l'Institut, Professeur à l'École Polytechnique, 6, rue Dumont-d'Urville, Paris, 16e.

BECQUEREL (**Jean**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, Assistant au Muséum d'Histoire naturelle, 15, boulevard Saint-Germain, Paris, 5e.

BÉDART, Professeur agrégé de Physiologie à la Faculté de Médecine, 15, rue Masséna, à Lille (Nord).

BÉDOREZ, Inspecteur d'Académie, Directeur de l'Enseignement primaire du département de la Seine, 21, quai de Montebello, Paris.

BÉGHIN (**Auguste**), Professeur à l'École nationale des Arts industriels, Directeur du Laboratoire municipal, 30, rue Saint-Antoine, à Roubaix (Nord).

BÉGIN (l'abbé **Pierre-Achille**), Professeur au Séminaire Saint-Charles-Borromée, à Sherbrooke (Canada).

BEL (**Edgar**), Professeur au Lycée d'Oran (Algérie).

BÉLIN (**Édouard**), 2, rue Poncelet, Paris, 17e.

BELL (**Alexander-Graham**), 1331, Connecticut Ave., Washington, D. C. (États-Unis).

BELLATI (**Manfredo**), Professeur de Physique technique à l'École des Ingénieurs, à l'Université de Padoue (Italie).

BELLIENI, Opticien-constructeur, 17, rue Carnot, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

BELOT (Dr), 36, rue de Bellechasse, Paris, 7e.

BÉNARD (**Henri**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 35 *bis*, rue de Condé, à Lyon (Rhône).

BENNDORF (Dr **Hans**), Professeur à l'Université, Institut de Physique, à Gratz (Autriche).

BENOIST (**Louis**), Professeur au Lycée Henri IV, 26, rue des Écoles, Paris, 5e.

BENOIT (Dr **René**), Correspondant de l'Institut, Directeur du Bureau international des Poids et Mesures, au pavillon de Breteuil, Sèvres (Seine-et-Oise).

BERG (**Max**), Ingénieur de la maison Krauss, 21, rue Albouy, Paris, 10e.

BERGÉ (**Eugène**), Professeur au Collège, 10, avenue Voltaire, à Lunéville (Meurthe-et-Moselle).

BERGER (Dr **Émile**), Membre correspondant des Académies royales de Médecine de Belgique et de Madrid, 3, rue Anatole-de-la-Forge, Paris, 17e.

BERGON, Directeur honoraire au Ministère des Postes et Télégraphes, 9, rue de Condé, Paris, 6e.

MM.

BERGONIÉ (**Dr**), Professeur de Physique à la Faculté de Médecine, 6 *bis*, rue du Temple, à Bordeaux (Gironde).

BERLEMONT, Constructeur d'instruments de précision, 11, rue Cujas, Paris, 5e.

BERNARD (**Alfred**), Professeur en retraite, 16, rue Héliot, à Toulouse (Haute-Garonne).

BERNARD (**Louis**), Profesr au Lycée, 21, rue Saint-Éloi, à Orléans (Loiret).

BERNARD, Professeur au Lycée d'Alais (Gard).

BERNOULLI (**Auguste-Léonard**), Assistant au Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique, 13, Theaterplatz, à Aix-la-Chapelle (Allemagne).

BERNOULLI (Dr **Rud.**), Bachmerstrasse, 239, à Cologne-Lidenthal (Allemagne).

BERSON, Professeur au Lycée Condorcet, 5, place de Jussieu, Paris, 5e.

BERTHELOT (**Daniel**), Docteur ès sciences, Professeur à l'École supérieure de Pharmacie, 31, rue de Tournon, Paris, 6e.

BERTHON (**Louis-Alfred**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Administrateur de la Société industrielle des Téléphones, 51, rue de la Chaussée-d'Antin, Paris, 9e.

BERTIN, Membre de l'Institut, Directeur du Génie maritime du cadre de réserve, 8, rue Garancière, Paris, 6e.

BERTIN-SANS (Dr **Henri**), Professeur à la Faculté de Médecine, 3, rue de la Merci, à Montpellier (Hérault).

BERTINET (**André-Joseph-Émile**), Professeur au Lycée Buffon, 2, rue Michelet, à Issy-les-Moulineaux (Seine).

BERTOUX, Professeur au Lycée de Lille (Nord).

BESOMBES (**Noël**), Directeur des Postes et des Télégraphes, 33, boulevard National, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

BESSON (**Charles-Ernest-Augustin**), Profr au Collège de Saint-Dié (Vosges).

BESSON (**Louis**), Sous-Chef à l'Observatoire de Montsouris, 38, avenue de Châtillon, Paris, 14e.

BESSON (**P.-J.-A.**), Ingénr des Arts et Manufactures, Administrateur-délégué de la Société centrale de Produits chimiques, 44, rue des Écoles, Paris, 5e.

BETHOUX (**Victor**), Profr au Lycée, 33, boul. Saint-André, à Beauvais (Oise).

BEYER (**Anatol-Apollonowitch**), Professeur de Physique à l'École d'Artillerie Konstantinowskoë, à Saint-Pétersbourg (Russie).

BIAIS (Dr), Professeur à l'École de Médecine de Limoges (Haute-Vienne).

BIBLIOTHÈQUE DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DES MINES.

BIBLIOTHÈQUE DE L'UNIVERSITÉ DE BESANÇON.

BIBLIOTHÈQUE DES FACULTÉS DE CAEN.

BIBLIOTHÈQUE DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE.

BIBLIOTHÈQUE UNIVERSITAIRE DE LILLE.

BIBLIOTHÈQUE DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE.

BIBLIOTHÈQUE ROYALE DE BERLIN.

BIDLOT (**Émile-M.-E.**), Ingénieur de la Compagnie belge pour la fabrication des compteurs et matériel à gaz, eau, électricité, 129, rue des Palais, à Bruxelles (Belgique).

MM.

BIED (**Jules**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Directeur du Laboratoire de la Société J. et A. Pavin de Lafarge, Le Teil (Ardèche).

BIERNACKI, Professeur de Physique à l'École Polytechnique, Institut de Physique de l'École Polytechnique de Varsovie (Russie).

BIGET (**Albert**), Percept^{r} des Contributions directes, à Bologne (Haute-Marne).

BILARD (**André**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur diplômé de l'École supérieure d'Électricité, 12, boulevard de Courcelles, Paris, 17e.

BILLARD (**Manuel-Jacques-Camille**), Professeur au Lycée Charlemagne, 10, boulevard Saint-Marcel, Paris, 5e.

BING, Docteur en Médecine, 15, rue Pajou prolongée, Paris, 16e.

BIRHANS (**Nicolas-Flavien**), Préparateur au Lycée Henri-IV, 32, avenue des Charmes, à Vincennes (Seine).

BIRKELAND (**Kristian**), Professeur à l'Université de Christiania (Norvège).

BJERKNES (**Vilhelm**), Professeur à l'Université de Christiania (Norvège).

BLANC (**Auguste**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Rennes (Ille-et-Vilaine).

BLANC (**Gian Alberto**), Docteur ès Sciences, Institut de Physique, via Pianisperna, à Rome (Italie).

BLANCHET (**Arthur**), Ingénieur, 10, rue Valentin-Haüy, Paris, 7e.

BLAREZ (le D^{r}), Professeur à la Faculté de Médecine et de Pharmacie, 3, rue Gouvion, à Bordeaux (Gironde).

BLASERNA (**P.**), Sénateur, Professeur à l'Université, R. Instituto fisico, via Pianisperna, à Rome (Italie).

BLEIN (**Jean**), Professeur au Lycée Charlemagne, 7, rue Lacuée, Paris, 12e.

BLOCH (**Salvador**), Professeur au Lycée Saint-Louis, 328, rue Saint-Jacques Paris, 5e.

BLOCH (**Eugène**), Agrégé, Docteur ès sciences, 18, rue de l'Odéon, Paris, 6e.

BLOCH (**Moïse**), Prof^{r} au Lycée, 9, rue des Tuileries, à Saint-Étienne (Loire).

BLONAY (**Roger de**), 23, rue de La Rochefoucauld, Paris, 9e.

BLONDEL, Ingénieur des Ponts et Chaussées, Professeur à l'École des Ponts et Chaussées, 41, avenue de la Bourdonnais, Paris, 7e.

BLONDIN (**Joseph**), Professeur au Collège Rollin, Directeur technique au journal *La Revue Électrique*, 171, rue du Faubourg-Poissonnière, Paris, 9e.

BLONDLOT (**R.**), Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 8, quai Claude-le-Lorrain, à Nancy (Meurthe-et-Moselle). *

BOBERIL (le Comte **Roger du**), 10, rue Michel-Ange, Paris, 16e.

BOBYLEFF, Prof^{r} de Mécanique à l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

BOCAT (l'abbé), Licencié ès sciences physiques, Professeur au Collège Saint-François-de-Sales, rue Vannerie, à Dijon (Côte-d'Or).

BODIN (**Maxime-Raymond**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 2, place de l'Estran, à Calais (Pas-de-Calais).

BODOLA de ZAGON (**Louis de**), Professeur de Géodésie à l'École Polytechnique, VIII Horanszky utca 9, Budapest (Hongrie).

BOIS (Dr **E.-H. du**), Professeur à l'Université, Hervartstrasse, 21, à Berlin N. W. (Allemagne).

MM.

BOISARD (Louis), Profr au Lycée Carnot, 129, avenue de Wagram, Paris, 17e.

BOITEL (Louis-Albert), Professeur au Lycée Lakanal, 4, rue Houdan, à Sceaux (Seine).

BOIZARD (Gaston), Professeur au Lycée de Toulouse (Haute-Garonne).

BONACINI (Dr Carlo), Professeur de Physique au « R. Liceo Muratori », à Modène (Italie).

BONAPARTE (Prince **Roland**), Membre de l'Institut, 10, av. d'Iéna, Paris, 16e.

BONDAT (Joseph), Professeur à l'École de Sorèze (Ain).

BONGIOVANNI (Joseph), Professeur de Physique à l'Université Ferrare (Italie).

BORDÉ (Paul), Ingénieur opticien, 29, boulevard Haussmann, Paris, 9e.

BORDENAVE (L.), Ingr à l'usine Menier, à Noisiel-sur-Marne (Seine-et-Marne).

BORDET (Lucien), ancien Élève de l'École Polytechnique, ancien Inspecteur des Finances, Administrateur de la Compagnie des forges de Châtillon et Commentry, 181, boulevard Saint-Germain, Paris, 6e.

BORDIER (Dr Henri), Professeur, Agrégé de la Faculté de Médecine, 7, rue Grolée, à Lyon (Rhône).

BORGMANN (J.-J), Professeur à l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

BORIS, ancien Élève de l'École Polytechnique, 6, place Saint-Géry, à Valenciennes (Nord).

BOSE (Jagadis, Chunder), Presidency College, à Calcutta (Indes anglaises).

BOSLER (Jean), ancien Élève de l'École Polytechnique, Licencié ès sciences, 5, rue du Faubourg-Saint-Jacques, Paris, 15e.

BOSSCHE (l'abbé **Hubert van den**), Directeur du Couvent de Saint-Vincent-de-Paul, à Salzaete (Belgique).

BOTTIN (Alphonse), Professeur au Lycée de Saint-Étienne (Loire).

BOUASSE (Henri), Professeur à la Faculté des Sciences, rue du Japon, à Toulouse (Haute-Garonne).

BOUCHARD (Dr), Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté de Médecine, 174, rue de Rivoli, Paris, 1er.

BOUCHER (Anthelme), Ingénieur à Prilly, canton de Vaud (Suisse).

BOUCHEROT (Paul), Ingénieur-Conseil, 127, avenue de Paris, Parc de la Malmaison, à Rueil (Seine-et-Oise).

BOUDIN, Professeur au Lycée, 42, rue de Loigny, à Orléans (Loiret).

BOUDREAUX (Léon), Propriétaire et Directeur des Ateliers de Galvanoplastie, 8, rue Hautefeuille, Paris, 6e.

BOUDRET (Eugène), Profr au Lycée Janson-de-Sailly, 39, rue Vital, Paris, 16e.

BOUÉ (Mlle Marie), Professeur au Lycée Lamartine, 129, avenue du Roule, à Neuilly-sur-Seine.

BOUIC (P.), Professeur honoraire au Lycée, 27, rue Célestin-Port, à Angers (Maine-et-Loire).

BOULANGER (Julien), Lieutenant-Colonel du Génie, Directeur des Services du Matériel du Génie, 5, rue Rosa-Bonheur, Paris, 15e.

BOULANGER (Charles-Émile), ancien Élève de l'École des Arts et Métiers de Châlons, Chef des ateliers, faisant fonction d'Ingénieur à l'École nationale d'Arts et Métiers d'Angers (Maine-et-Loire).

MM.

BOULÉ (**Auguste**), Inspecteur général des Ponts et Chaussées en retraite, 7, rue Washington, Paris, 8e.

BOULGAKOFF, Privat-docent à l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

BOULLAY, Professeur au Lycée de Bordeaux (Gironde).

BOULOUCH (**R.**), Professeur au Lycée de Bordeaux (Gironde).

BOURGAREL (**Paul**), Professeur au Lycée Carnot, 145, boulevard Malesherbes, Paris, 17e.

BOURGEOIS (**Léon**), Docteur ès sciences, Répétiteur à l'École Polytechnique, 1, boulevard Henri-IV, Paris, 4e.

BOURGEOIS (**Robert**), Lieutenant-Colonel, Chef de la Section de Géodésie au Service géographique de l'Armée, 140, rue de Grenelle, Paris, 7e.

BOURGET (**Henry**), Directr de l'Observatoire de Marseille (Bouches-du-Rhône).

BOUTY (**E.**), Professeur à la Faculté des Sciences, 5, rue du Faubourg-Saint-Jacques, Paris, 14e.

BOYER (**Maurice-Gaston**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 33, rue Félix-Faure, Le Havre (Seine-Inférieure).

BRANLY (**Dr E.**), Professeur à l'École libre des Hautes Études scientifiques et littéraires, 21, avenue de Tourville, Paris, 7e.

BREWER (**William-J.**), Constructeur d'instruments pour les Sciences, 76, boulevard Saint-Germain, Paris, 5e.

BRIEU (Mme), à Saint-Céré (Lot).

BRILLOUIN (**Marcel**), Professeur au Collège de France, 31, boulevard de Port-Royal, Paris, 13e.

BRINER (**Émile**), Docteur ès sciences, Privat-docent à l'Université, 11, quai des Bergues, à Genève (Suisse).

BRISAC, Ingénieur de l'éclairage à la Compagnie parisienne du Gaz, 58, rue de Châteaudun, Paris, 9e.

BROCA (**Dr André**), Répétiteur à l'École Polytechnique, Professeur agrégé de Physique à la Faculté de Médecine, 7, cité Vaneau, Paris, 7e.

BROCH, Professeur au Collège Saint-Pol-de-Léon (Finistère).

BROCQ (**F.**), Ingénieur en chef à la Compagnie des Compteurs, 185, rue de Vaugirard, Paris, 15e.

BRODMANN (Dr), Ober. Bibliothekar der Technische Hochschule Fridericiana, à Karlsruhe (Allemagne).

BROGLIE (**M. de**), Enseigne de vaisseau, 29, rue de Chateaubriand, Paris, 8e.

BRONIENSKI (**Witold**), 27, Grande-Rue, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

BROUQUIER (**L.**), Profr, 28, rue Caraman, à Toulouse (Haute-Garonne).

BROWNE (**H.-V.**), Directeur de la Compagnie Direct Spanish Telegraph, à Barcelone (Espagne).

BRUÈRE (**André de la**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 76, rue de la Bastille, à Nantes (Loire-Inférieure).

BRUNET (**Maurice**), Professeur au Lycée de Carcassonne (Aude).

BRUNHES (**Bernard**), Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur de l'Observatoire du Puy de Dôme, 37, rue Montlosier, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

MM.

BRUNSWICK, Ingénieur principal, Chef du Service technique de la maison Bréguet, 1, rue Alphonse-Daudet, Paris.

BRYLINSKI (Émile), Sous-Directeur du *Triphasé*, 5, avenue Teissonnière, à Asnières (Seine).

BUCHERER (Alfred), Dr. Phil. Privat-docent de Physique à l'Université, 61, Königstrasse, à Bonn (Allemagne).

BUDDE (Dr **E.**), Professeur, Berlinerstrasse, 54, à Charlottenburg (Allemagne).

BUGUET (Abel). Professeur au Lycée, à l'École des Sciences et à l'École de Médecine, 14, rue des Carmes, à Rouen (Seine-Inférieure).

BUISSON (Henri), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences de Marseille (Bouches-du-Rhône).

BURGESS (George-Kimhall), D. Sc. Paris, Associate Physicist Bureau of Standards, Washington D. C. (États-Unis).

BURTON (E.-J.), Demonstrator of Physik University of Toronto (Canada).

BUSILA (Constantin-D.), Ingénieur des Ponts et Chaussées, Ingénieur électricien, ingénieur au service de la construction du Port, à Constantza (Roumanie).

CABRAL (Paul-Benjamin), Ingénieur civil, Professeur d'Électrochimie, Inspecteur général des Télégraphes et des Industries électriques, Directeur des Ateliers du Ministère des Travaux publics de Portugal, R. do Duque de Bragança, 20, à Lisbonne (Portugal).

CABRERA (Dr **Felipe-Blas**), Professeur à la Faculté des Sciences, Serrano, 82, Madrid (Espagne).

CADÉMARTORY (Léon), Ingénieur de la Marine, 2, rue Melchior, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

CAHEN (Marcel), Élève Ingénieur des Télégraphes, 53, rue Condorcet, Paris.

CAILHO, Ingénieur des Télégraphes, 23, rue de Rémusat, Paris, 16e.

CAILLETET (L.-P.), Membre de l'Institut, 75, boulevard Saint-Michel, Paris, 5e.

CALMELS, Constructeur, 150, boulevard Montparnasse, Paris, 14e.

CALMETTE (Louis), Professeur au Prytanée militaire, 7, boulevard d'Alger, à La Flèche (Sarthe).

CAMBOULAS, Ingénieur des Arts et Manufactures, à Saint-Geniès-d'Olt (Aveyron).

CAMICHEL (Ch.), Professeur à la Faculté des Sciences, 11, rue Bayard, à Toulouse (Haute-Garonne).

CAMPANILE (Filippo), Dr, Professeur à l'École supérieure d'Agriculture, Mondragone, 24, à Portici (Italie).

CANCE (Alexis), Ingénieur électricien, 5, rue Saint-Vincent-de-Paul, Paris, 10e.

CANET (Gustave-Adolphe), Directeur de l'Artillerie de MM. Schneider et Cie, 87, avenue Henri-Martin, Paris, 16e.

CANTONE (Michele), Professeur à l'Université de Naples (Italie).

CAPELLE (Édouard), à Toulouse (Haute-Garonne).

MM.

CARALP (**Pierre**), Professeur au Lycée, maison Longe, allée de Villote, à Foix (Ariège).

CARDOSO (**Ettore-Vittorio**), Chimiste, 3, Grande-Rue, à Genève (Suisse).

CARIMEY, Profr au Lycée Saint-Louis, 63, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

CARLIER (**Joseph**), Ingénieur, attaché au Service électrique des Chemins de fer de l'État belge, 16, rue Destouvelles, à Bruxelles (Belgique).

CARON (Mlle), Directrice du Lycée de jeunes filles de Laval (Mayenne).

CARPENTIER (**Jules**), Membre de l'Institut, Membre du Bureau des Longitudes, 34, rue du Luxembourg, Paris, 6e.

CARPENTIER (**Jean**), 34, rue du Luxembourg, Paris, 6e.

CARRÉ (**F.**), Profesr au Lycée Janson-de-Sailly, 33, rue Davioud, Paris, 16e.

CARRIER (Mlle **Anna**), Professeur au Lycée de jeunes filles de Mâcon (Saône-et-Loire).

CARTHEIM-GYLLENSKÖLD (**V.**), Dr ès sciences, Secrétaire de la Commission Royale suédoise pour la mesure d'un arc de méridien au Spitzberg, 4, Villagatan, à Stockholm V. (Suède).

CARTMEL (**William-Bell**), Instructor in Physics, Jefferson Physical Laboratory Harvard University, Cambridge, Mass. (États-Unis).

CARVALLO (**E.**), Examinateur des élèves à l'École Polytechnique, 1, rue Clovis, Paris, 5e.

CASPARI (**E.**), Ingénieur hydrographe de la Marine, Répétiteur à l'École Polytechnique, 30, rue Gay-Lussac, Paris, 5e.

CASSIE (**William**), Professor of Physics Brantwood, Englefield Green, Surrey (Angleterre).

CASTAING-ALFARO (**Louis**), Juge en premier ressort au Criminel du département d'Alajuela (Costa-Rica), Membre de la Société de Photographie, 67, calle de Guardia, Alajuela (République de Costa-Rica).

CASTEX (**Edmond**), Professeur à l'École de Médecine de Rennes, 11, rue Kléber, à Rennes (Ille-et-Vilaine).

CATHIARD (**André-Georges-Marcel**), Élève à l'École supérieure d'Électricité, 19, rue Singer, Paris, 16e.

CAUSSE, Professeur au Collège de Brive (Corrèze).

CAVIALE (**V.**), Directeur de l'École Jules Ferry, 38, rue de Satory, à Versailles (Seine-et-Oise).

CAZES (**Laurent**), Répétiteur général au Lycée Saint-Louis, 44, boulevard Saint-Michel, Paris, 6e.

CHABAUD (**Victor**), 28, avenue du Petit-Chambord, à Bourg-la-Reine (Seine).

CHABERT (**Léon**), Ingénieur électricien, 38, rue Juliette-Lamber, Paris, 16e.

CHABRERIE, Principal du Collège de Treignac, à Sarran par Corrèze (Corrèze).

CHABRIÉ (**Camille**), Dr ès sciences, Sous-Dirr du Laboratoire d'enseignement pratique de Chimie appliquée, 83, rue Denfert-Rochereau, Paris, 14e.

CHAIR, Professeur au Lycée, 9, rue Cassotte, à Besançon (Doubs).

CHAIRY, Profr au Lycée Janson-de-Sailly, 60, rue du Ranelagh, Paris, 16e.

CHAMPIGNY (**A.**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur civil des Mines, 11, rue de Berne, Paris, 8e.

MM.

CHANCEL (**Félix**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 34, rue Saint-Jacques, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

CHANOZ (Dr), Chef des Travaux pratiques de Physique à la Faculté de Médecine de Lyon (Rhône).

CHAPOCHNIKOFF (**A.**). Assistant au Laboratoire de Physique du Polytechnicum, Les noj. Sonowska, Institut de Physique, à St-Pétersbourg (Russie).

CHAPPUIS (**James**), Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures, 5, rue des Beaux-Arts, Paris, 6e.

CHAPPUIS (**Pierre**), Sevogelstrasse, 34, à Bâle (Suisse).

CHARDONNET (le comte **de**), ancien Élève de l'École Polytechnique, 22, rue de l'Arcade, Paris, 8e.

CHARLE (**Henri**), Professeur au Lycée, 6, rue de l'Entrepôt, à Belfort (Territoire de Belfort).

CHARPENTIER (Dr **A.**), Professeur à la Faculté de Médecine, 6, rue des Quatre-Églises, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

CHARPY (**G.**), Docteur ès sciences, Directeur des forges de Saint-Jacques, 27, avenue de la Gare, Montluçon (Allier).

CHASSAGNY (**Michel**), Professeur au Lycée Janson-de-Sailly, 16, rue Gustave-Zédé, Paris, 16e.

CHASSY, Professeur à la Faculté libre des Sciences, à Lyon (Rhône).

CHATEAU (**C.**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Constructeur d'instruments de précision, 7, rue Talma, Paris, 16e.

CHATELAIN (**Michel de**), Professeur de Physique à l'École supérieure des Mines, à Saint-Pétersbourg (Russie).

CHAUMAT (**Henri**), Sous-Directeur de l'École supérieure d'Électricité, 26, rue Ernest-Renan, Paris, 15e.

CHAUSSEGROS, Ingénieur, Chef de traction au Chemin de fer, 3, place Jussieu, Paris, 5e.

CHAUVEAU, Membre de l'Institut, 4, rue du Cloître-Notre-Dame, Paris.

CHAUVEAU, ancien Élève de l'École Normale supérieure, Météorologiste adjoint au Bureau central, 51, rue de Lille, Paris, 7e.

CHAUVIN (**Raphaël**), Ingénieur électricien, 186, rue Championnet, Paris, 18e.

CHAVANNE (**George-Charles**), Chargé de Cours à l'Université libre, 133, avenue Ducpétiaux, à Bruxelles (Belgique).

CHAVES (**Antonio Ribeiro**), 116, rua do Ouvidor, à Rio-de-Janeiro (Brésil).

CHENEVEAU (**C.**), Dr ès sciences, Chef des travaux pratiques de Physique à l'École de Physique et de Chimie, 229, rue du Faub.-Saint-Honoré, Paris, 8e.

CHEVALLIER (**Henry**), Docteur ès sciences, Sous-Directeur du Laboratoire d'Électricité industrielle, 8, rue Villedieu, à Bordeaux (Gironde).

CHIPART, Ingénr des Mines, 3, rue de la Charité, à Saint-Étienne (Loire).

CHISTONI (**Ciro**), Directeur de l'Observatoire météorologique de l'Université de Naples (Italie).

CHOMAT (l'abbé **Pierre**), Licencié ès Sciences, 8, rue Franklin, Paris, 16e.

CHRÉTIEN (**Arthur-Louis-Camille**), Profes. au Lycée de Cherbourg (Manche).

CHRÉTIEN (**E.**), Profr au Lycée, 6, rue Jules-Simon, à St-Brieuc (Côtes-du-Nord.

MM.

CHRÉTIEN, Astronome à l'Observatoire de Nice (Alpes-Maritimes).

CHUITON (Dr), 2, rue de la Mairie, à Brest (Finistère).

CHWOLSON (**Oreste**), Professeur à l'Université Impériale, Wassili Ostrow, 8 ligne, Maison n° 19, Log. n° 5, à Saint-Pétersbourg (Russie).

CIRERA (**Rév. P.**), ancien chef du Service magnétique à l'Observatoire de Manille, Directr-fondatr de l'Observatoire de l'Èbre, à Tortosa (Espagne).

CLARK (**Arthur-L.**), Ph. Dr, Professor of Physics Queen's University, 217, William St., Kingston, Ontario (Canada).

CLAUDE (**Ernesto**), Ingénieur, Gaztambide, 17, à Madrid (Espagne).

CLAUDE (**Georges**), 30, rue Boissière, Paris, 16e.

CLAVEAU, Professeur au Lycée de Lyon (Rhône).

CLAVERIE, Censeur du Lycée Condorcet, 65, rue Caumartin, Paris, 9e.

CLÉMENT (**Louis**), 18, rue Louis-le-Grand, Paris, 2e.

CLOAREC, Chef des Travaux pratiques de Physique à la Faculté des Sciences, à Rennes (Ille-et-Vilaine).

CLUZET, Professeur agrégé de Physique à la Faculté de Médecine, 45, rue de Metz, à Toulouse (Haute-Garonne).

COCHET (**Léon**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Directeur de la Société d'Eaux et d'Éclairage du Var, à Grimaud (Var).

COCK (**Adhémar de**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 83, boulevard du Midi, à Ostende (Belgique).

COGIT, Constr d'appareils pour les Sciences, 36, boul. St-Michel, Paris, 8e.

COGNET (**Alfred**), Profr au Lycée, 56, avenue de Paris, à Niort (Deux-Sèvres).

COLARDEAU (**P.**), Professeur au Lycée de Lille (Nord).

COLARDEAU (**Emmanuel**), Professeur au Collège Rollin, 13, rue de Navarin, Paris, 9e.

COLIN (**Th.**), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 6, rue Victor-Considérant, Paris, 14e.

COLLANGETTES (R. P.), Profr à l'Université St-Joseph, à Beyrouth (Syrie).

COLLIGNON (**Benoît**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Professeur de Mathématiques, 74, rue Jean-Jacques-Rousseau, à Dijon (Côte-d'Or).

COLLOT (**Armand**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Constructeur d'instruments de précision, 8, boulevard Edgar-Quinet, Paris, 14e.

COLNET D'HUART (**François de**), Docteur ès sciences, Professeur à l'Athénée, avenue Reinsheim, à Luxembourg (Grand-Duché de Luxembourg).

COLOMAN DE SZILY, Akademia utexa, 2, à Budapest (Hongrie).

COLSON (**Albert**), Professeur de Chimie à l'École Polytechnique, 47, rue de Vaugirard, Paris, 6e.

COLUMBIA UNIVERSITY LIBRARY, à New-York (États-Unis).

COMBET (**Candide**), Profr au Lycée de Tunis, quartier Sans-Soucis (Tunisie).

COMMANAY, Professeur au Lycée Corneille, à Rouen (Seine-Inférieure).

COMPAGNIE DES CHEMINS DE FER DU MIDI, 54, boulevard Haussmann, Paris, 9e.

COMPAGNIE DES SALINS DU MIDI, 94, rue de la Victoire, Paris, 9e.

COMPAIN (l'abbé), Profr de Sciences à l'École Fénelon, à Bar-le-Duc (Meuse).

MM.

CONTINI (**Attilio**), Prof[r] de Physique, R. Istituto tecnico di Messina (Italie).

COOKE (**E.-L.**), Professor of Physics, Princeton University, Princeton, New-Jersey (États-Unis).

COOPER (**W.-R.**), Honorary Secretary Physical Society of London, Member of Institution Electrical Engineers, 82, Victoria St. Westminster, Londres (Angleterre).

COPPET (**de**), villa de Coppet, rue Magnan, à Nice (Alpes-Maritimes).

CORNAILLE (**Édouard-Félicien**), Professeur au Collège, 1, rue des Écoles, à Arras (Pas-de-Calais).

CORVISY (**A.**), Professeur au Lycée, 6, rue St-Benoît, à Limoges (Haute-Vienne).

CORVISY (**Didier**), Étudiant en Médecine, 6, rue Saint-Benoît, à Limoges (Haute-Vienne).

COSSERAT (**Eugène-Maurice-Pierre**), Professeur à la Faculté des Sciences, 1, rue de Metz, à Toulouse (Haute-Garonne).

COSSERAT (**François**), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, 36, avenue de l'Observatoire, Paris, 14[e].

COSTA (D[r]), Professeur à la Faculté de Médecine, Calle Vittoria, 1094, Buenos-Ayres (République Argentine).

COTTON (**A.**), Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, 52, boulevard Saint-Jacques, Paris, 14[e].

COUDERT (**A.**), Prof[r] au Lycée Condorcet, 33 *bis*, rue de Moscou, Paris, 8[e].

COUDRY (**Eugène**), Professeur au Lycée, 6, rue de l'Héritan, à Mâcon (Saône-et-Loire).

COUETTE (**Maurice**), Docteur ès sciences, Professeur de Physique aux Facultés catholiques, 26, rue de la Fontaine, à Angers (Maine-et-Loire).

COURQUIN (l'abbé), Professeur à l'École industrielle, 70, rue du Casino, à Tourcoing (Nord).

COURTOIS (l'abbé **F.**), Missionnaire, Église S[t]-Joseph, à Chang-Haï (Chine).

CRÉMIEU (**Victor**), Docteur ès sciences physiques, 6, rue d'Ulm, Paris, 5[e].

CROIX (**Victor**), Professeur au Collège communal, place de l'Église, à Saint-Amand-les-Eaux (Nord).

CROSS (**Charles-Robert**), Professor of Physics, Massachusetts Institute of Technology, Boston, Mass. (États-Unis).

CUÉNOD, Ingénieur électricien, 12, rue Diday, à Genève (Suisse).

CULMANN (**Paul**), Docteur ès sciences, Collaborateur scientifique de la maison Zeiss, 28, rue Vauquelin, Paris, 5[e].

CURCHOD (**A.**), Ingénieur de la Société industrielle des Téléphones, 74, rue Botzaris, Paris, 19[e].

CURIE (**M[me] SKLODOWSKA**), Docteur ès sciences, Chargée de Cours à la Faculté des Sciences, 6, rue du Chemin-de-Fer, à Sceaux (Seine).

DAMBIER, Professeur au Collège Stanislas, 44, rue de Fleurus, Paris, 6[e].

DAMIEN (**B.-C.**), Doyen de la Faculté des Sciences, 74, rue Brûle-Maison, Lille (Nord).

MM.

DANIEL (**Jacques**), Ingénieur, Directeur spécial de l'Université, 1, rue de la Prévôté, à Bruxelles (Belgique).

DANNE (**Jacques**), Préparateur à la Faculté des Sciences, 91, rue Denfert-Rochereau, Paris, 14ᵉ.

DARMON, Professeur au Prytanée militaire de La Flèche (Sarthe).

DARZENS, Répétiteur à l'École Polytechnique, 22, av. Ledru-Rollin, Paris, 12ᵉ.

DAUVÉ (**Camille-Albert**), Professeur de Physique au Collège Monge, à Beaune (Côte-d'Or).

DAUZÈRE (**Jean-Camille**), Professeur au Lycée, rue de Rome, à Agen (Lot-et-Garonne).

DAY (**Arthur-L.**), Ph. Dr. Director geophysical Laboratory Carnegie Institution of Washington, 1330 F. Street, Washington D. C. (États-Unis).

DEBIERNE, Chef de Travaux de Physique à la Faculté des Sciences, 21, quai de la Tournelle, Paris, 5ᵉ.

DECHEVRENS (le R. P. **Marc**), S. J., ancien Directeur de l'observatoire Zi-Ka-Wei (Chine), à Saint-Hélier, observatoire Saint-Louis (Ile Jersey).

DÉCOMBE (**Louis**), Dʳ ès sciences, Sous-Directʳ du Laboratoire de Physique (Enseignement) de la Faculté des Sciences, 15, rue Gazan, Paris, 14ᵉ.

DEDET (**François**), Profʳ honoraire de Physique, à Albi (Tarn).

DEFFORGES (le Général **G.**), commandant la 78ᵉ Brigade, villa Saint-Michel, à Toul (Meurthe-et-Moselle).

DELAUNAY (**Nicolas**), Professeur de Mécanique à l'Institut Polytechnique de l'Empereur Alexandre II, à Kief (Russie).

DÉLCOULX (**Henri**), Professeur au Collège de Dunkerque (Nord).

DELEBECQUE, Ingénieur des Ponts et Chaussées, 36, boulevard des Tranchées, à Genève (Suisse).

DELEMER (**Jules-Jean-Baptiste**), Docteur ès sciences, Professeur aux Facultés catholiques, 24, rue de Voltaire, à Lille (Nord).

DELÉTOILLE, Industriel, 14, rue du Marché-au-Filet, à Arras (Pas-de-Calais).

DELFOLIE (Mˡˡᵉ **L.**), Profʳ au Lycée de jeunes filles de Besançon (Doubs).

DEL LUNGO (**Carlo**), Professeur de Physique R. Liceo de Spezia (Italie).

DELPEUCH, Ingénieur des Arts et Manufactures, Ingénieur aux Chemins de fer de l'Est, 53, rue de Maubeuge, Paris, 9ᵉ.

DELSOL (**Étienne**), Ingénieur civil, ancien Élève de l'École Polytechnique, 4, rue de Berne, Paris.

DELVALEZ (**G.**), Profʳ au Lycée Condorcet, 16, avenue Ledru-Rollin, Paris, 12ᵉ.

DEMAND (Mˡˡᵉ **M.**), Professeur au Lycée de jeunes filles, 135, rue Prémartine, Le Mans (Sarthe).

DEMERLIAC (**R.**), Professeur à l'École de Médecine, 3 *bis*, rue aux Juifs, à Caen (Calvados).

DEMICHEL (**A.**), Constructeur d'instruments pour les Sciences, 38, rue de Sévigné, Paris, 4ᵉ.

DENIZOT (**Alfred**), Dʳ Ph., à l'École Polytechnique, à Leopold (Autriche).

DEPREZ (**Marcel**), Membre de l'Institut, Professeur au Conservatoire national des Arts et Métiers, 23, avenue Marigny, à Vincennes (Seine).

MM.

DERO (**Louis-Émile-Léonce**), Ingénieur civil, 101, rue Tourneville, Le Havre (Seine-Inférieure).

DERVIEUX (**Albert**), Professeur au Collège, rue Notre-Dame, à Sézanne (Marne).

DESCHAMPS (Dr **Eugène**), 22, rue de la Monnaie, à Rennes (Ille-et-Vilaine).

DESCOLES, Professeur au Lycée de Bastia (Corse).

DESCOMBES (**Léon**), Professeur au Lycée de Bourg (Ain).

DESLANDRES (**H.**), Membre de l'Institut, Directeur de l'Observatoire d'Astronomie physique de Meudon, 39, avenue du Château, à Bellevue (Seine-et-Oise), et 21, rue de Téhéran, Paris, 8e.

DESLIS, Imprimeur, 6, rue Gambetta, à Tours (Indre-et-Loire).

DESPAUX (**Arsène-Joseph**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Inspecteur divisionnaire du travail, 25, cours Bugeaud, à Limoges (Haute-Vienne).

DESPLANS (**Maurice**), Professeur au Collège de Carpentras (Vaucluse).

DESQUARTIERS (**Adolphe**), Ingénieur, 143, rue de Saint-Quentin, à Caudry (Nord).

DESROZIERS, Ingénieur civil des Mines, 10, avenue Frochot, Paris, 9e.

DESSAU (**Bernard**), Professeur de Physique à l'Université de Pérouse (Italie).

DETAILLE (**Charles**), Professeur au Lycée, 81, rue du Couédic, à Saint-Brieuc (Côtes-du-Nord).

DEVAUD, Professeur au Lycée, 68, rue Sénac, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

DEVAUX (**Henri**), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences de Bordeaux (Gironde).

DEVAUX-CHARBONNEL, Ingénieur des Télégraphes, 286, boulevard Raspail, Paris, 14e.

DICKSTEIN (**S.**), rue Marszalkowska, 117, à Varsovie (Russie).

DINI (**Urbain**), 95, route de Saint-Leu, à Deuil, par Enghien (Seine-et-Oise).

DININ (**Alfred**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 2, quai National, à Puteaux (Seine).

DIOMARD, Professeur au Lycée d'Auch (Gers).

DIOT, Professeur au Lycée Condorcet, 19, rue Nollet, Paris, 17e.

DITISHEIM (**Paul**), Fabricant de chronomètres, 11, rue de la Paix, à la Chaux-de-Fonds (Suisse).

DOIGNON (**L.**), Ingénieur-Constructeur, successeur de Dumoulin-Froment, 11, rue Hoche, à Malakoff (Seine).

DOLTER (**Henri**), Ingénieur, 50, rue Saint-Ferdinand, Paris, 17e.

DOMAGE (**Henry-Louis-Achille**), Ingénieur civil des Mines, Directeur de la Société nouvelle de Charbonnages des Bouches-du-Rhône, 4, rue de la Turbine, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

DOMERGUE (**E.**), Résident à Haïphong (Tonkin).

DOMMER, Professeur à l'École de Physique et de Chimie industrielles de la Ville de Paris, 12, rue Poisson, Paris, 17e.

DONGIER (**Raphaël**), Docteur ès sciences, Météorologiste titulaire au Bureau central météorologique, 99, Grande Rue, à Bourg-la-Reine (Seine).

MM.

DORGEOT (**Gabriel**), Chef d'escadron, Sous-Directeur de l'Artillerie, à Bastia (Corse).

DORSEY (**Noah-Ernest**), Ph. Dr, Assistant Physicist Bureau of Standards, Washington, D. C. (États-Unis).

DOUMER (Dr), Professeur à la Faculté de Médecine de Lille (Nord).

DOURIF (**Henry**), Ingénr aux usines Deschamps frères, à Vieux-Jeand'heurs, par Robert-Espagne (Meuse).

DRAULT, Constructeur Électricien, 57, boulevard du Montparnasse, Paris, 6e.

DRINCOURT, Professeur au Collège Rollin, 10, place Breda, Paris, 9e.

DREYFUSS (**E.**), Professeur au Lycée de Nancy (Meurthe-et-Moselle).

DROUIN (**Félix**), Ingénieur, 1 *bis*, avenue de Longchamp, à Boulogne-sur-Seine (Seine).

DUBOIS (Mlle **Hélène**), Professeur au Lycée de jeunes filles Victor-Hugo, 100, avenue des Ternes, Paris, 17e.

DUBOIS (**René**), Professeur à l'École Turgot, 23, rue des Fossés-Saint-Jacques, Paris, 5e.

DUCESCU (**Constantin**), Administrateur de 1re classe, Sous-Chef de division aux Chemins de fer roumains, à Buzeu (Roumanie).

DUCHANGE (**Maurice**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur à la Compagnie des Mines de Béthune, à Bully-les-Mines (Pas-de-Calais).

DUCHAUSSOY (**Joseph-Herménégilde**), Professeur au Lycée, 2, rue Cosette, à Amiens (Somme).

DUCHEMIN, Ingénieur, 37, boulevard de la Tour-Maubourg, Paris, 7e.

DUCHESNE-FOURNET, ancien Élève de l'École Normale supérieure, Klosbach Strasse, 77, à Zurich (Suisse), et 204, rue de Rivoli, Paris.

DUCLAUX (**Jacques**), Docteur ès sciences, Préparateur à l'Institut Pasteur, rue Dutot, Paris, 15e.

DUCLOS, ancien Directeur d'École normale, à Cerisols, par Fabut (Ariège).

DUCOMET, Ingénieur, 7 et 9, rue d'Abbeville, Paris, 10e.

DUCRET (**Pierre**), Ingénieur, 47, rue Alexandre III, à Dunkerque (Nord).

DUCRETET, Constructeur d'instruments de Physique, 75, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

DUDDELL (**W.**), Ingénieur, 47, Hans Place, Londres S. W. (Angleterre).

DUFFOUR, Professeur agrégé au Lycée de Bordeaux (Gironde).

DUFOUR (**Henri**), Profr de Physique à l'Université, avenue de Rumines, Lausanne (Suisse).

DUFOUR (**A.**), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 45, rue d'Ulm, Paris, 5e.

DUFOUR (Dr **Marcel**), Agrégé de l'Université, ancien Assistant à la Clinique des Quinze-Vingts, 18, rue Saint-Dizier, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

DUGAS (**Eugène-Georges-Joseph**), Professeur au Lycée, 68, rue Nationale, à Pontivy (Morbihan).

DUHEM (**P.**), Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 18, rue de la Teste, à Bordeaux (Gironde).

DUJARDIN (**P.-J.-R.**), Héliographe, 28, rue Vavin, Paris, 6e.

DUMAS (**Samuel**), Schanzeneckstrasse, 13, à Berne (Suisse).

MM.

DUMOULIN-FROMENT, ancien Constructeur d'instruments de précision, 85, rue Notre-Dame-des-Champs, Paris, 9e.

DUNCAN (**Louis**), Ph. Dr John Hopkins University, Electrical Engineer, Member Math. Soc., 56, Pire S. G., New-York (États-Unis).

DUNOYER, Agrégé, Préparateur de Physique au Collège de France, 34, rue de Satory, Versailles (Seine-et-Oise).

DUPEYRAC (Dr **Gustave**), Chef du Service d'Électrothérapie à l'Hôtel-Dieu, 64, rue Sylvabelle, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

DUPLAA (**P.-J.**), Professeur au Collège de Pamiers (Ariège).

DUPESAN (Mlle **Madeleine**), Directrice du Collège de jeunes filles de Morlaix (Finistère).

DUPLAND (Mlle **Clémence**), Professeur à l'École normale d'Institutrices de Privas (Ardèche).

DUPONT (**Charles**), Électricien, à Saint-Mihiel (Meuse).

DURAND (Dr **Ernest**), Préparateur à la Faculté des Sciences, 50, rue Monge, Paris, 5e.

DURAND, Professeur au Lycée, rue Esplanade, à Mostaganem (Algérie).

DUSSAUD, Ingénieur-Conseil, Docteur ès sciences, 14, rue Dancet, à Genève (Suisse), et 19, rue Guillaume-Tell, Paris, 17e.

DUSSY, Professeur au Lycée, 46, rue Saint-Lazare, à Dijon (Côte-d'Or).

DUTOIT (Dr **Constant**), Docteur ès sciences, Professeur, 3, avenue de Georgette, à Lausanne (Suisse).

DVORAK (Dr **Vincent**), Profr à l'Université d'Agram (Autriche-Hongrie).

DYBOWSKI (**A.**), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 16, rue Rottembourg, Paris, 12e.

ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE D'ENSEIGNEMENT PRIMAIRE (**Le Directeur de l'**), à Saint-Cloud (Seine-et-Oise).

EDELBERG (**Alexandre**), Ingénieur opticien à Kharkoff (Russie).

EGINITIS (**Basile**), Professeur à l'École des Evelpides, à Athènes (Grèce).

ÉGOROFF (**Nicolas**), Sous-Directeur de la Chambre centrale des Poids et Mesures, 19, Zabalkansky, à Saint-Pétersbourg (Russie).

ÉGOROFF (**Serge**), Directeur de l'École commerciale de Tomsk (Russie).

EIFFEL (**Gustave**), Ingénieur, 4, rue Rabelais, Paris, 8e.

ÉLIE (**B.**), 90, rue de la Pointe, à Abbeville (Somme).

ÉMERY (**Isidore-Eugène**), Capitaine d'Artillerie, Membre de la Commission d'expériences de Bourges, 102, rue des Crosses, à Bourges (Cher).

ENGEL, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures, à Châtillon-sur-Bagneux (Seine).

EÖTVOS (Baron **Roland**), Professeur à l'Université, 3, Esterhazy utca, à Budapest (Hongrie).

ESCOFFIER (**Honoré**), Professeur au Collège, 9, rue Guillaumont, à Antibes (Alpes-Maritimes).

ESNAULT-PELTERIE (**Robert**), Licencié ès sciences, 36, rue des Abondances, à Boulogne-sur-Seine (Seine).

MM.

ÉTIENNE (Louis), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées et de la Compagnie P.-L.-M., 4, rue Bara, Paris, 6e.

EVERDINGEN (E. van), D^r ès sciences, Directeur en chef de l'Institut météorologique royal des Pays-Bas, à Bilt (Hollande).

EWERS (Paul), Dr Phil. Privat-docent à Stolberg ^{1}/Harz (Allemagne).

FABRY (Charles), Professeur à la Faculté des Sciences, 1, rue Clapier, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

FAILLON (Nicolas-Jules), Professeur au Collège de Châtellerault (Vienne).

FAILLOT, Professeur au Lycée de Nancy (Meurthe-et-Moselle).

FAIVRE-DUPAIGRE (Jules), Inspecteur d'Académie, 9, rue du Val-de-Grâce, Paris, 5e.

FANTOLI (Gandenzio), Ingénieur Professeur, 2, via Cavalloti, à Milan (Italie).

FARCOT (Emmanuel-François-Michel, fils), Ingénieur-Constructeur, 4, avenue de Soicy, à Saint-Gratien (Seine-et-Oise).

FARGE (Émile), Professeur au Lycée de Cahors (Lot).

FARIA (O. de), Ingénieur, 10, rue Théodule-Ribot, Paris, 17e.

FARMAN (Maurice), Observatoire de Chevreuse, à Jagny, par Dampierre (Seine-et-Oise).

FAUCON (Antonin-Marius), Chef des Travaux pratiques de Physique à l'École supérieure de Pharmacie, 14, avenue Bouisson-Bertrand, à Montpellier (Hérault).

FAURE (Henri), Ingénieur de la Marine, à Bizerte (Tunisie).

FAVÉ, Ingénieur hydrographe en chef de la Marine, 1, rue de Lille. Paris, 7e.

FAVARGER, Ingénieur électricien, à Neuchatel (Suisse).

FÉLIX (Venceslas), Phil. Dr Professeur agrégé à l'École Polytechnique tchèque de Prague, Karlovonaur, 14, à Prague (Autriche).

FENAERT (l'abbé Florent), Professeur, 81, rue Denfert-Rochereau, à Lille (Nord).

FERRA (C.-J.), Directeur de l'Observatoire central de l'Indo-Chine, à Phu-Lien (Tonkin).

FERREIRA DA SILVA, Professeur à l'École Polytechnique, 41, rua do Lavanjal, à Porto (Portugal).

FERRIÉ (G.), Capitaine du Génie, au Dépôt central de la Télégraphie militaire, 51, boulevard Latour-Maubourg, Paris, 7e.

FERRY (Ervin-S.), Perdue University, Lafayette, Indiana (États-Unis).

FERY (Charles), Professeur à l'École de Physique et de Chimie industrielles de la ville de Paris, 42, rue Lhomond, Paris, 5e.

FESQUET, Professeur au Collège, 1, rue Emmery, à Dunkerque (Nord).

FIGUIREDO (Henrique de), Professeur de Physique mathématique à l'Université, Le Velha, 32, à Coimbre (Portugal).

FLORENTIN (Gabriel), Ingénieur aux forges et aciéries da Donetz, à Droujkowka, gouv^t d'Ekaterinoslaw (Russie).

FONSECA BENEVIDES (Francisco da), Directeur de l'Institut industriel et commercial de Lisbonne (Portugal).

MM.

FONTAINE (**Eugène**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur des Mines, 27, rue Tronchet, Paris, 8e.

FONTAINE (**Georges**), Chimiste, 18, rue Monsieur-le-Prince, Paris, 6e.

FONTAINE (**Hippolyte**), Ingénieur électricien, 58, rue Notre-Dame-des-Champs, Paris, 6e.

FONTAINES (**Ernest de**), Ingénieur des Arts et Manufactures, à Morvillars (Haut-Rhin français).

FONTANEAU (**Étienne-Jean-Éleonor**), ancien Officier de Marine, 8, cours Bugeaud, à Limoges (Haute-Vienne).

FOREST-PALMER (**Albert de**), Ph. Dr, Associate Professor of Physics, Brown University, Providence, Rhode Island (États-Unis).

FORTIN (**Charles**), 59, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

FORTIN (**Jules**), Ingénieur, 8, rue de la Préfecture, à Carcassonne (Aude).

FOUARD, Ingénieur des Arts et Manufactures, Licencié ès sciences, attaché à l'Institut Pasteur, 71, rue de la Procession, Paris, 15e.

FOUCHÉ (**Ed.**), Ingénieur, 19, avenue de Clichy, Paris, 17e.

FOURNEL, Professeur à l'École pratique d'Industrie, 8, rue Croix-de-Regnier, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

FOURNIER, Ingénieur-Constructeur, 107, avenue Parmentier, Paris, 10e.

FOUSSEREAU, Docteur ès sciences, 5, place de Jussieu, Paris, 5e.

FOVEAU DE COURMELLES (le Dr), 26, rue de Châteaudun, Paris, 9e.

FRANCHIMONT (**Antoine-Paul-Nicolas**), Professeur de Chimie organique à l'Université de Leide, Rapenbung, 104, à Leide (Pays-Bas).

FREDET (**Henri**), Industriel à Brignoud (Isère).

FRÉMONT SAINT-CHAFFRAY (**Mme B.**), 54, rue de Seine, Paris, 6e.

FRIC (**René**), Ingénieur aux Établissements Bergongan, 18, rue d'Aubière, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

FRICKER (**Georges**), Licencié en droit, 36, avenue de Ceinture, à Enghien (Seine-et-Oise).

FRIDERICH (**Louis**), Dr ès sciences, à Notre-Dame-de-Briançon (Savoie).

FRITSCH (**Carl**), Dr Ph., Privat-docent an der technischen Hochschule Darmstadt, Soderstrasse, 110, à Darmstadt (Allemagne).

FROC (le R. P.), à l'observatoire de Zi-Ka-Weï, près Chang-Haï (Chine).

FRON, Météorologiste titulaire au Bureau central météorologique, 19, rue de Sèvres, Paris, 6e.

FRUTIGER (**Georges**), Dr ès sciences, Professeur, 4, rue de Hesse, à Genève (Suisse).

GAGNIÈRE (**Jean**), Industriel, produits pharmaceutiques, 6, rue Ballainvilliers, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

GAIFFE (**Georges**), Constructeur d'instruments de Physique, 40, rue Saint-André-des-Arts, Paris, 6e.

GAILLARD (**Gaston**), 24 *bis*, avenue du Trocadéro, Paris, 16e.

GAILLIARD (**Pierre**), Professeur au Lycée de Saint-Étienne (Loire).

GALIMARD, Industriel, à l'abbaye de Flavigny (Côte-d'Or).

MM.

GALITZINE (Prince **Boris**), Membre de l'Académie impériale des Sciences, Fontanka, 144, à Saint-Pétersbourg (Russie).

GALL (**Henri**), Directeur de la Société d'Électrochimie, 5, rue Albert-Joly, à Versailles (Seine-et-Oise).

GALLERANI (**Giovanni**), Dr en Médecine et Chirurgie, Professeur de Physique et de Physiologie à l'Université de Camerino (Italie).

GALLIARD (**Jules**), Professeur au Collège Stanislas, 43, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

GALLIE (**Louis**), Professeur au Collège, Grande-Rue, à Mortain (Manche).

GALLOTTI, Professeur au Lycée, 20, place du Martroi, à Orléans (Loiret).

GALY, Professeur au Lycée de Brest (Finistère).

GARBE, Doyen de la Faculté des Sciences de Poitiers (Vienne).

GARCELON (**Henri**), 5, rue Vital, Paris.

GARDET (**Alfred**), Censeur du Lycée de Lyon (Rhône).

GARGAM DE MONCETZ (**Albert**), 8, square Latour-Maubourg, Paris, 7e.

GARIEL (**C.-M.**), Inspr général des Ponts et Chaussées, Membre de l'Académie de Médecine, Profr à la Faculté de Médecine, 6, r. Édouard-Detaille, Paris, 17e.

GARNIER (**Charles**), Assistant au Laboratoire de Physique de l'Université de Fribourg (Suisse).

GASCARD (**Albert**), Professeur à l'École de Médecine et de Pharmacie, 33, boulevard Saint-Hilaire, à Rouen (Seine-Inférieure).

GATES (Mlle **Fanny-Cook**), Associate Professor of Physics the Woman's College, à Baltimore, Maryland (États-Unis).

GAULTIER (**G.**), Ingénieur, 14, rue Dumont-d'Urville, Paris, 16e.

GAUMONT, Directeur du Comptoir général de Photographie, 57, rue Saint-Roch, Paris, 1er.

GAUTHIER (**Paul**), Professeur au Lycée de Besançon (Doubs).

GAUTHIER-VILLARS (**Albert**), Imprimeur-Éditeur, ancien Élève de l'École Polytechnique, 55, quai des Grands-Augustins, Paris, 6e.

GAUTIER (**P.**), Constructeur d'instruments de précision, Membre du Bureau des Longitudes, 56, boulevard Arago, Paris, 13e.

GAVZON Y CARMENA (**Aurelix**), Dr ès sciences physiques, plaza de Alfonso-Martiner, 6, 3° dra, à Madrid (Espagne).

GAY (**Jules**), Docteur ès sciences, Examinateur honoraire à l'École militaire de Saint-Cyr, 17, rue de Beauveau, à Versailles (Seine-et-Oise).

GAYON, Correspondant de l'Institut, Profr à la Faculté des Sciences, Dirr de la Station agronomique, 7, rue Duffour-Dubergier, à Bordeaux (Gironde).

GEHRKE (**Ernst**), Dr Phil. Privat dozent a. d. Universität, Technischen Hülfsarbeiter a. d. Physikalische Technischen Reichsanstalt, Hornstrasse, 13, Berlin N. 53 (Allemagne).

GEITLER (**Dr Josef-Ritter von**), Professeur Physikalisches Institut der Universität Czernowitz (Autriche).

GENDRON (**Rodolphe**), Préparateur de Physique à l'Institut catholique, 6, rue Gassendi, Paris, 14e.

GEORGIEWSKI (**Nicolas**), Institut technologique, à Saint-Pétersbourg (Russie).

MM.

GERARD (**Eric**), Professeur à l'Université, Directeur de l'Institut électrotechnique de Montefiore, 35, rue Saint-Gilles, à Liége (Belgique).

GERNEZ (**Désiré**), Membre de l'Institut, Maître de Conférences honoraire de de l'École Normale supérieure, 80, rue d'Assas, Paris, 6e.

GERSCHUN (**Alexandre**), Laboratoire de Physique de l'École d'Artillerie pour les Officiers de Marine, à Cronstadt (Russie).

GESCHÉ (**Louis**), Chargé de Cours à l'Université de l'État, 3, rue Van Monckhoven, à Gand (Belgique).

GHEURY (**Maurice-Edouard-Joseph**), Cairo House, 16, Balcaskie Road, Eltham, Kent. Londres (Angleterre).

GHESQUIER (l'abbé), Directeur de l'École des Hautes Études industrielles, 13, rue de Toul, à Lille (Nord).

GHIRELLI (**Nob. Dott. Giulio**), Piazza S. S. Pietro e Lino 4 via Meravigli, Milano (Italia).

GIBERT (**Eugène-Louis-Marie**), Chef d'escadron d'Artillerie coloniale, 9bis, rue Baudin, à Rochefort (Charente-Inférieure).

GIBERT, Professeur de Physique à l'École Colbert, 146, boulevard Magenta, Paris, 10e.

GILBERT (**Norman-G.**), Ph. Dr, Professor of Physics Darmouth College, Hanover, New-Hampshire (États-Unis).

GIRAN (**Henri**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 13, rue École-de-Pharmacie, à Montpellier (Hérault).

GIRARD (**Charles**), Directeur du Laboratoire municipal, 2, rue de la Cité, Paris, 4e.

GIRARDET, Professeur honoraire du Lycée Saint-Louis, 90, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

GIRARDET (**Fernand**), Chargé de Cours à l'École supérieure de Pharmacie, 43, rue du Faubourg-Saint-Jean, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

GIRARDIN (l'abbé **Maurice**), Professeur de Physique, 124, rue de la Station, à Mouscron (Belgique).

GIRAULT, Directeur de l'École municipale Lavoisier, 19, rue Denfert-Rochereau, Paris, 5e.

GIVERT (**Arthur**), Profr au Lycée, 10, rue de la Marine, à Caen (Calvados).

GOCKEL (**Albert**), Dr Phil., Professeur à l'Université, Miséricorde, 7, à Fribourg (Suisse).

GODART (**Léon**), Docteur ès sciences, Professeur au Lycée Saint-Louis, 28, rue Gay-Lussac, Paris, 5e.

GODEFROY (l'abbé **L.**), ancien professeur de Chimie à l'Institut catholique.

GODEFROY (**R.-E.**), Professeur à l'École normale d'instituteurs de la Seine, 10, rue Molitor, Paris, 16e.

GODRON (**Henri**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 73, rue Crevier, à Rouen (Seine-Inférieure).

GODY (**G.**), Directeur de service au Ministère des Chemins de fer, Postes et et Télégraphes, 15, rue du Viaduc, Bruxelles (Belgique).

GOERGER (**Albert**), Ingénieur, à Noyelles-Gondault (Pas-de-Calais).



MM.

GOISOT (**George**), Ingénieur, 10, rue Bélidor, Paris, 17e.

GOLAZ (**L.**), Constructeur d'instruments à l'usage des Sciences, 25 *bis*, avenue de Montsouris, Paris, 14e.

GOLDHAMMER (**Démétrius**), Professeur de Physique à l'Université de Kasan (Russie).

GOLDSCHMIDT (**Robert**), Docteur ès sciences chimiques, 54, avenue des Arts, à Bruxelles (Belgique).

GOLOUBITZKI (**Paul**), Collaborateur de la Société des Amis des Sciences de Moscou, à Kalouga Faroussa (Russie).

GOODSPEED (**Arthur-Willis**), A. B., Ph. Dr Professor of Physics, Laboratory of Physics University of Pennsylvania, W. Philadelphia, Pennsylvania (États-Unis).

GORSSE, Professeur au Collège Rollin, 19, rue Nollet, Paris, 17e.

GORTON (**Dr Frederick-R.**), Dr à Ypsilanti, Michigan (États-Unis).

GOSSART (**Émile**), Professeur à la Faculté des Sciences, 68, rue Eugène-Ténot, à Bordeaux (Gironde).

GOSSE, Ingénieur des Arts et Manufactures, attaché à la Maison Poulenc, 7, rue de la Cerisaie, Paris, 4e.

GOUPIL (**Émile**), Ingénieur des Arts et Manufactures, à La Praz, par Modane (Savoie).

GOURÉ DE VILLEMONTÉE (**Gustave**), Docteur ès sciences, professeur au Lycée Buffon, 31, rue de Poissy, Paris, 5e.

GOURGUECHON (**Georges**), Ingénieur au Corps des Mines, 116, Cours de Saint-André, à Grenoble (Isère).

GOUY (**G.**), Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences de Lyon (Rhône).

GRADENWITZ (**Alfred**), Docteur ès sciences, 25, Körnestrasse, Berlin W. 35 (Allemagne).

GRAETZ (**Léo de**), Dr Phil., Professeur à l'Université, Arcisstrasse, 8, à Munich (Bavière).

GRAMONT (**Arnaud de**), Dr ès sciences physiques, 179, rue de l'Université, Paris, 7e.

GRANQVIST (**Per-Gustav-David**), Professeur à l'Université d'Upsal (Suède).

GRASSI (**Francesco**), Professeur d'Electrotechnique à la Société d'Incoraggiamento d'Arti e Mestieri, 2, via Bossi, à Milan (Italie).

GRASSOT (**Émile**), Ingénieur, Chef de Travaux à l'École de Physique et de Chimie, 6, rue des Fossés-Saint-Marcel, Paris, 5e.

GRAU (**Félix**), Professeur au Lycée de Reims.

GRAVET DE LA BUFFIÈRE (**Joseph**), Capitaine adjudant-major au 37e régiment d'Artillerie, 18 *bis*, boulevard de l'Arsenal, à Bourges (Cher).

GRAY (**Robert Kaye**), Ingénieur électricien de l'India-Rubber, Gutta-Percha and Telegraph Works Co, Silvertown, Essex, à Londres (Angleterre).

GREENSTREET (**William-John**), M. A., F. R. A. S. Headmaster Marling School, Stroud, Glos. (Angleterre).

GREFFE (**E.**), Professeur au Lycée Henri IV, 2, rue Leneveux, Paris, 5e.

MM.

GRÉHANT (D^r), Professeur de Physiologie générale au Muséum, 90, cours de Vincennes, Paris, 12e.

GRENET (**Louis**), Ingénieur civil des Mines, 25, route de Paris, à Montluçon (Allier).

GREYSON DE SCHOLDT, Ingénieur, 15, avenue Prince-Albert, à Namur (Belgique).

GRIMALDI (**Giovan Petro**), D^r ès sciences physiques, Dir^r du Laboratoire et Professeur de Physique à l'Université Royale, 25, Via Androne, Catania, Sicile (Italie).

GRIPON, Professeur honoraire à la Faculté des Sciences, 12, rue du Mont-Thabor, à Rennes (Ille-et-Vilaine).

GRIVEAUX (**F.**), Professeur au Lycée Ampère, à Lyon (Rhône).

GRIVOLAS (**Claude**), Ingénieur civil, Administrateur délégué de la Compagnie française d'Appareillage électrique, 16, rue Montgolfier, Paris, 3e.

GROGNOT (**L.**), Ingénieur chimiste, 18, rue Labat, Paris, 18e.

GROOT (le P. **L.-Th. de**), Canisius College, Nymegen (Hollande).

GROSSELIN, Vice-Président de la Société internationale des Électriciens, Ingénieur civil des Mines, 69, avenue Henri-Martin, Paris, 16e.

GROSSETESTE (**William**), Ingénieur civil, 5, rue Amiral-Courbet, Paris, 16e.

GROUSINZEFF (**Alexis**), Professeur de Physique à l'Université de Charkoff (Russie).

GROUVELLE, Ingénieur, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures, 18, avenue de l'Observatoire, Paris, 6e.

GRUMBACH (**Albert**), Agrégé de l'Université, 9, rue du Val-de-Grâce, Paris, 5e.

GRUNER (**Paul**), Professeur de Physique à l'Université Lindenrain, 3, à Berne (Suisse).

GUCCIA (**G.-B.**), Professeur de Géométrie supérieure à l'Université de Palerme, Directeur des *Rendiconti del Circolo matematico di Palermo,* 30, via Ruggiero Settimo, à Palerme (Italie).

GUÉBHARD (Dr **Adrien**), Agrégé des Facultés de Médecine, 4, rue de l'Abbé-de-l'Épée, Paris, 5e.

GUERBY, Professeur au Lycée, 18, rue Sommeilière, à Annecy (Haute-Savoie).

GUÉRIN (**Georges**). Docteur en Médecine, Licencié ès sciences, 70, avenue Kléber, Paris, 16e.

GUÉROULT (**Georges**), ancien Inspecteur des finances, Trésorier-Payeur général honoraire, 7, square Alboni, Paris, 16e.

GUERPILLON (**A.**), Professeur au Lycée de Toulouse (Haute-Garonne).

GUGLIELMO (**Giovanni**), Professeur de Physique à l'Université Royale, Cagliari (Italie).

GUILLAUME (**Ch.-Ed.**), Docteur ès sciences, Directeur adjoint du Bureau international des Poids et Mesures, au Pavillon de Breteuil, à Sèvres (Seine-et-Oise).

GUILLAUME (**Édouard**), Professeur, Eidmattstrasse 60, à ZurichV, (Suisse).

GUILLEMINOT, Docteur en Médecine, 13, chaussée de la Muette, Paris, 16e.



MM.

GUILLEMONAT, Dr en Médecine, 18, avenue de l'Opéra, Paris, 1er.

GUILLET, Secrétaire de la Faculté des Sciences, 158, rue St-Jacques, Paris, 5e.

GUILLET (Léon), Dr ès Sciences, Ingénieur des Arts et Manufactures, 17, avenue Carnot, Paris, 17e.

GUILLIN (Louis), Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Besançon (Doubs).

GUILLOZ (Dr Th.), Agrégé, Chef des Travaux du Laboratoire de Physique médicale à la Faculté de Médecine, 24, place de la Carrière, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

GUINARD (A.), Armurier, 8, avenue de l'Opéra, Paris, 1er.

GUINCHANT (J.), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 166, rue Saint-Jean, à Caen (Calvados).

GUNTZ, Professeur à la Faculté des Sciences, 9, rue Hermite, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

GUTTON (Camille), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 14, rue du Grand-Verger, Nancy (Meurthe-et-Moselle).

GUYE (Ch.-Ed.), Docteur ès sciences, Professeur de Physique à l'Université, 41, route de Chêne, à Genève (Suisse).

GUYE (Philippe-A.), Docteur ès sciences, Professeur de Chimie à l'Université, 3, Chemin des Cottages, à Genève (Suisse).

HAAG, Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, Professeur à l'École des Ponts et Chaussées et à l'École Polytechnique, 11 *bis*, rue Chardin, Paris.

HAAS (Marc de), Dr Professeur de Physique à l'École Polytechnique de Delft (Hollande).

HABER (Fritz), Dr Ph. ordentel. Professor für Physikalische Chemie und Electrochemie technische Hochschule, Karlsruhe (Allemagne).

HADAMARD (Jacques), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 25, rue Humboldt, Paris, 14e.

HAFIZ (Mohammed), Ingénieur au Caire (Égypte).

HAGENBACH-BISCHOFF, Professeur à l'Université, 20, Missionstrasse, à Bâle (Suisse).

HAGENBACH (Auguste), Docteur Professeur, Missionstrasse, 18, à Bâle (Suisse).

HALE (George-E.), Directeur de l'Observatoire solaire, Mount Wilson, California (États-Unis).

HALLER (A.), Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 10, rue Vauquelin, Paris, 5e.

HAMILTON (George-A.), Ingénieur électricien, 532, Morris Av., Elizabeth New-Jersey (États-Unis).

HAMY (Maurice), Astronome titulaire à l'Observatoire, 3, rue Humboldt, Paris, 14e.

HANRIOT (Th.), ancien Recteur des Ardennes, Profr honoraire de Physique de la Faculté des Sciences de Lille, 6, rue Pichon, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

HARCKMAN (Pierre), Commis des Télégraphes belges, et Chimiste, 34, rue Royale, à Tournai (Belgique).

MM.

HARET, Docteur en Médecine, 8, rue Pierre-Haret, Paris, 9e.

HARKER (Dr **John-Allen**), The National Physical Laboratory, Teddington, Middlesex (Angleterre).

HARTMANN (**Louis**), Lieutenant-Colonel d'artillerie en retraite, 16, rue Pasteur, au Vésinet (Seine-et-Oise).

HASENÖHRL (**Fritz**), Dr Privat-docent de Physique à l'Université, IX, Borsckegasse, 4, à Vienne (Autriche).

HAUDIÉ (**Edgard**), Professeur à l'École navale, 88 *bis*, rue de Paris, à Brest (Finistère).

HAUDIÉ (Mme), Professeur en congé, 88 *bis*, rue de Paris, à Brest (Finistère).

HEEN (**Pierre de**), Membre de l'Académie Royale, Directeur de l'Institut de Physique, 9, rue Momilphe, à Liége (Belgique).

HEGER (**Paul**), Professeur de Physiologie, Institut Solvay (Parc Léopold), Bruxelles (Belgique).

HELLE (**Alfred**), Dr Westenderstrasse 24 à Magdeburgh. s/. (Allemagne).

HELLER (**Richard-Ch.**), Ingénieur, 18, cité Trévise, Paris, 9e.

HEMARDINQUER (**Ch.**), Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, 7, rue de la Cerisaie, Paris, 4e.

HEMPTINNE (**Alexandre de**), 56, rue de la Vallée, à Gand (Belgique).

HEMSALECH (**G.-A.**), au Laboratoire de Physique (Recherches), Faculté des Sciences, 1, rue Victor-Cousin, Paris 5e.

HENRY (**Aimé**), Professeur au Lycée, 56, rue Clovis, à Reims (Marne).

HENRY (**Alfred**), Ingénieur de la Raffinerie A. Sommier et Cie, 145, rue de Flandre, Paris.

HENRY (**Édouard**), Professeur de Physique au Lycée, 46, rue de Reims, à Rouen (Seine-Inférieure).

HENRY (**Louis d'**), Ingénieur chimiste et électricien, 6, boulevard de Port-Royal, Paris, 5e.

HENRI (**Victor**), Préparateur de Physiologie à la Faculté des Sciences, 82, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

HEPITES (**Stefan**), Dirr de l'Institut météorologique à Bucarest (Roumanie).

HERMANN (**A.**), Libraire-Éditeur, 8, rue de la Sorbonne, Paris, 5e.

HERNANDEZ (**Pedro**), Professeur de l'Instruction primaire et secondaire, apartado 75, Morella Michoacan (Mexique),

HERSE (**Charles-Alexandre**), Professeur au Collège, 12, rue du Beffroi, à Soissons (Aisne).

HESEHUS (**N.**), Professeur à l'Institut technologique de l'Empereur Nicolas I, à Saint-Pétersbourg (Russie).

HILL (**Bruce-V.**), Dr Phil. (Berlin), Acting Professor of Physics, University of Kansas, Lawrence, Kansas (États-Unis).

HILLAIRET (**André**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 22, rue Vicq-d'Azir, Paris, 10e.

HOLLARD (**Auguste**), Chef du Laboratoire central des usines de la Cie française des Métaux, 72, rue de la Gare, à Saint-Denis (Seine).

HOMEN (**Théodore**), Professeur à l'Université d'Helsingfors (Finlande).

MM.

HONDA (**Kotaro**), Kreuzberweg 15[1], Gottingen (Allemagne).

HONDL (**Stanko**). Dr en Ph., Professeur au Gymnase, Professeur agrégé à l'Université, Raineroval ul, 17, à Agram (Hongrie).

HONORÉ, Collège Saint-Joseph, à Trichinopoly (Madras) (Indes Anglaises).

HORLOCH (**Arthur-Illyd-Water**), B. A. Oxford, Woolwich Polytechnic, à Woolwich (Angleterre).

HOSTEIN, Chalet Saint-Henri, Chemin du Petit-Juas, à Cannes (Alpes-Marit.).

HOULLEVIGUE, Professeur à la Faculté des Sciences, 2, rue de l'Obélisque, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

HOWE (**Henry M.**), Professeur de Métallurgie à Columbia University, 27, West 73rd Street, New-York City (États-Unis).

HUBERT (**Herman**), Inspecteur général des Mines, Professeur à l'Université, 68, rue Fabry, à Liége (Belgique).

HUDELO, Répétiteur à l'École centrale, 10, rue Saint-Louis-en-l'Ile, Paris, 4e.

HUET (**Ernest**), Docteur en Médecine, 21, rue Jacob, Paris, 6e.

HURIAU (**Gaëtan**), Ingénieur à l'Usine à gaz de Valenciennes (Nord).

HURION, Professeur à la Faculté des Sciences, boulevard de Brosses, à Dijon (Côte-d'Or).

HURMUZESCU (**Dragomir**), Docteur ès sciences, Professeur à la Faculté des Sciences de Jassy (Roumanie).

HUSSON (**Léon**), Directeur de l'*Eastern Extension Telegraph Co*, à Foochow (Chine).

HUTIN (**Maurice**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 73, rue de Maubeuge, Paris, 9e.

HUY (Mlle), Répétitrice à l'École normale d'enseignement primaire, à Fontenay-aux-Roses (Seine).

ICOLE (**Léon**), Profr au Lycée, 27, rue Saint-Hérem, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

IMBAULT (**G.**), Proviseur du Lycée de Laon (Aisne).

IMBER, ancien Directeur des études à l'École centrale des Arts et Manufactures, Membre du Conseil de perfectionnement, 2, place Voltaire, Paris, 11e.

IMBERT (**Armand**), Professeur de Physique à la Faculté de Médecine de Montpellier (Hérault).

INDRIKSON (**Théodore**), Assistant à l'Institut de Physique de l'Université impériale, à Saint-Pétersbourg (Russie).

INFREVILLE (**Georges d'**), ex-Électricien de la *Western Union Telegraph Co*, Expert de la *National Bell Telephone Co*, 110, Liberty street, à New-York (États-Unis).

INFROIT (**Charles**), Directeur du Laboratoire central de radiographie de la Salpêtrière, 167, boulevard Saint-Germain, Paris, 6e.

IRAGUE (**Julien**), Professeur de Physique au Lycée de Bordeaux (Gironde).

IVANOFF (**Constantin**), Assistant de Physique à l'Université d'Odessa (Russie).

MM.

IVES (**James-Edmund**), Assistant Professor of Physics University of Cincinnati, Ohio (États-Unis).

IZARN (**Joseph**), Professeur au Lycée Pascal, 34, rue Bansac, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

JACOBS (**Fernand**), Président de la Société belge d'Astronomie, 21, rue des Chevaliers, à Bruxelles (Belgique).

JAGER (**Gustav**), Docteur, Professeur de Physique « Technische Hochschule », Vienne (Autriche).

JAMBART (**J.**), Prof^r au Lycée, 40, avenue St-Roch, à Valenciennes (Nord).

JANET (**Paul**), Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur du Laboratoire central et de l'École supérieure d'Électricité, 8, rue du Four, Paris, 6e.

JAPY (**Paul-Albert-Jean-Émile**), Ingénieur des Arts et Manufactures, à Berne, par Seloncourt (Doubs).

JAQUEROD (**Adrien**), Docteur ès sciences, à la Faculté des Sciences de Neuchatel (Suisse).

JARDIN, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Marseille (Bouches-du-Rhône).

JARIAS (**Germain-Mathieu**), Chargé de Cours, 50, boulevard Barbanègre, à Pau (Basses-Pyrénées).

JARRE (**L.-M.**), Ingénieur électricien, anciennement attaché à la Maison Sautter, Harlé et Cie, 9, rue Louis-le-Grand, Paris, 2e.

JAUBERT (**Georges**), Docteur ès sciences, 155, boulevard Malesherbes, Paris, 17e.

JAUMANN (Dr **Gustav**), Professeur de Physique à l'École Polytechnique, à Brünn (Autriche).

JAVAL (**Jean**), Membre du Conseil général de l'Yonne, 45, rue de Boulainvilliers, Paris, 16e.

JAVAUX (**Émile**), Administrateur-Directeur de la Société Gramme, 130, boulevard Pereire, Paris. 17e.

JEANS (**J.-B.**), Professor of Applied Matematics Princeton University, Princeton New-Jersey (États-Unis).

JÉNOT, Prof^r honoraire au Collège Rollin, 11, rue Caulaincourt, Paris, 18e.

JOANNIS (l'abbé **Joseph de**), Licencié ès sciences physiques et mathématiques, 7, rue Coëtlogon, Paris, 6e.

JOB, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Toulouse (Haute-Garonne).

JOBIN (**A.**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Constructeur d'instruments de précision, successeur de M. Léon Laurent, 21, rue de l'Odéon, Paris, 6e.

JOLY (**A.**), Professeur au Lycée Henri IV, 40, rue du Luxembourg, Paris, 6e.

JOLY (**Louis**), ancien Élève de l'École Polytechnique, 20, rue Delambre, Paris, 14e.

JORDAN (**Charles**), D^r ès sciences, 1, Lisznyai Utca 15, à Budapest (Hongrie).

JOSEPH (**Paul**), ancien Élève de l'École Polytechnique, à l'île d'Yeu (Vendée).

MM.

JOUAST (**Raymond**), Chef de Travaux au Laboratoire central d'Électricité, 14, rue de Staël, Paris, 15e.

JOUBERT, Inspr général de l'Instruction publique, 67, rue Violet, Paris, 15e.

JOUBIN, Doyen de la Faculté des Sciences de Grenoble (Isère).

JOYE (**Paul**), Assistant au Laboratoire de Physique de l'Université de Fribourg (Suisse).

JOYEUX (**Eugène**), 10, avenue de Bellevue, à Sèvres (Seine-et-Oise).

JUDIC (**Georges**), Ingénieur électricien, 26, rue Tourlaque, Paris, 18e.

JULIUS (**Willem-Henri**), Docteur ès sciences, Professeur de Physique à l'Université, Witterouwensigel, 18, à Utrecht (Hollande).

JUNGFLEISCH (**E.**), Professeur au Collège de France, 74, rue du Cherche-Midi, Paris, 6e.

JUPPONT (**Pierre**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 55, allée Lafayette, à Toulouse (Haute-Garonne).

JUSTO Y SANCHEZ-BLANCO (**Manuel de**), Ingénieur, Dr ès sciences, Profr à l'École supérieure des Arts et Métiers, Prado 27-2, à Madrid (Espagne).

KAPOUSTINE (**Théodore**), Professeur de Physique à l'Université de Tomsk (Sibérie).

KARPEN (**Vasilesco**), Ingénieur, Docteur ès sciences, 11, rue Jules-Michelet, à Bucarest (Roumanie).

KEATING-HART (**de**), Docteur en Médecine, 5, boulevard Notre-Dame, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

KERNTLER (**François**), Directeur de la Société du tunnel de Budapest, rue d'Albrecht, à Budapest II (Hongrie).

KIMBALL (**Arthur-Lalanne**), Dr Phil., John Hopkins University Professor of Physics, Amherst College, Amherst, Mass. (États-Unis).

KLOTZ (**Henri**), 18, place Vendôme, Paris.

KLUPATHY (**Ienö**), Docteur ès sciences, Professeur à l'Université, VII Rottenbiller uteza, 33, à Budapest (Hongrie).

KNOLL, Préparateur de Physique au Lycée Louis-le-Grand, 123, rue Saint-Jacques, Paris, 5e.

KOCH (**René-Charles-Jean-François-Jules**), Ingénieur civil, 46, rue Saint-Antoine, Paris, 4e.

KŒCHLIN (**Horace**), Chimiste, 19, avenue du Mont-Riboudet, à Rouen (Seine-Inférieure).

KOHLRAUSCH (**Friedrich**), Docteur Président A. D. der Physikalische Technische Reichsanstalt, Marburg (Bezirk-Cassel) (Allemagne).

KOLOWRAT, Licencié ès sciences, 64, rue Saint-Louis-en-l'Ile, Paris, 4e.

KÖNIG (**Walter**), Professeur de Physique à l'Université, Loberstrasse 23, à Giessen (Allemagne).

KORDA (**Désiré**), Administrateur de la Société française d'électricité A. E. G., 15, rue Ambroise-Thomas, Paris, 9e.

KOROLKOFF (**Alexis**), Colonel d'Artillerie russe, Professeur de Physique à l'Académie d'Artillerie de Saint-Pétersbourg (Russie).

MM.

KOUSTOVSKY (**Mitrophan**), Professeur au gymnase russe, Russie Mariopol, mer d'Azow.

KOWALSKI (**E.**), Professeur à l'École supérieure du Commerce et de l'Industrie, 18, rue d'Alzon, à Bordeaux (Gironde).

KOWALSKI (**Joseph de**), Professeur à l'Université de Fribourg (Suisse).

KROUCHKOLL, Docteur ès sciences et Docteur en Médecine, Chef des Travaux pratiques de Physique à la Faculté des Sciences, 150, avenue Wagram, Paris, 17e.

KUCERA (**Bohumil**), Dr Phil., Professeur adjoint à l'Université tchèque, Laboratoire de Physique, à Prague (Bohême).

KUNTZMANN (**Louis**), Professeur au Collège, 1, rue Gambetta, à Pont-à-Mousson (Meurthe-et-Moselle).

LABBÉ (**Albert**), à Lonlay-l'Abbaye, par Domfront (Orne).

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ DE GENÈVE (Suisse).

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ DE FRIBOURG, Pérolles-Fribourg (Suisse).

LABORATOIRE D'ESSAIS du Conservatoire des Arts et Métiers, 292, rue Saint-Martin, Paris.

LACOSTE (**Jules**), Constructeur, 28, boulevard de Strasbourg, Paris, 10e.

LACOUR (**Alfred**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur civil des Mines, 60, rue Ampère, Paris, 17e.

LACROIX (**Paul**), Directeur de la Compagnie Universelle d'Acétylène, 36, rue de Châteaudun, Paris, 9e.

LADENBURGH (**Erich**), Dr Phil., Assistant de Physique, Institut der Techn. Hochschule, Knesebekstr. 68-69, à Berlin (Allemagne).

LAFAY, Capitaine d'Artillerie (**A.**), Professeur à l'École Polytechnique, 71, avenue Victor-Hugo, à Vanves (Seine).

LAFLAMME (Mgr), Membre de la Société géologique de France, Recteur de l'Université Laval, Québec (Canada).

LAISNEZ (l'abbé), ancien Professeur, 151, rue Blomet, Paris, 15e.

LALA (**Ulysse**), Docteur ès sciences, Chef des Travaux de Physique à la Faculté des Sciences, Professeur de Mécanique et de Physique à l'École des Beaux-Arts et des Sciences industrielles, 16, boulevard de Strasbourg, à Toulouse (Haute-Garonne).

LALLEMAND (**Charles**), Ingénieur en chef des Mines, Directeur du nivellement général de la France, Membre du Bureau des Longitudes, 66, boulevard Émile-Augier, Paris, 16e.

LAMBERT (**Pierre**), Ingénieur, 5, rue de la Tour-des-Dames, Paris, 9e.

LAMIRAND, Profr au Lycée Saint-Louis, 52, boul. Saint-Jacques, Paris, 14e.

LAMOTTE (**Marcel**), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand, boulevard Pasteur, Chamalières (Puy-de-Dôme).

LAMPA (**A.**), Profr à l'Université, Hadersdorf Weidlingau bei Wien (Autriche).

LANCE (Mlle), Préparatrice au Lycée Fénelon, 45, rue Saint-André-des-Arts, Paris, 6e.

MM.

LANCELOT (J.), Constructeur d'instruments d'acoustique, 70, avenue du Maine, Paris, 14e.

LANDRIN, ancien Élève de l'École Polytechnique, 20, boulevard de Courcelles, Paris, 17e.

LANDRY (**Jean**), Ingénieur, Professeur d'Électricité industrielle à l'Université, 57, avenue de Rumine, *La France*, Lausanne (Suisse).

LANG (**Victor von**), Professeur à l'Université de Vienne (Autriche).

LANGEVIN (**P.**), Professeur adjoint au Collège de France, 58, rue Boucicaut, à Fontenay-aux-Roses (Seine).

LANIÈS, Professeur au Lycée de Toulouse (Haute-Garonne).

LAPORTE, Ingénieur civil des Mines, ancien Élève de l'École Polytechnique, Chef des Travaux au Laboratoire central d'Électricité, 2, rue Saint-Simon, Paris, 7e.

LAPRESTÉ, Professeur au Lycée Buffon, 7, rue Nicolas-Charlet, Paris, 15e.

LARMOR (**Joseph**), Lucasian Professor of Mathematics Saint-John's College, Cambridge (Angleterre).

LARMOR (**Alexander**), M. A., Professor of natural Philosophy, Magee College Londonderry (Irlande).

LAROCHE (**Félix**), Inspecteur général des Ponts et Chaussées en retraite, 110, avenue Wagram, Paris, 17e.

LAROUSSE (**Auguste**), Professeur au Lycée, 31, rue du Bastion, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

LASSERRE, Professeur au Lycée, 39, rue Daguerre, à Alger (Algérie).

LATOUR, Professeur honoraire, 9, rue Daillière, à Angers (Maine-et-Loire).

LAURENT (**Léon**), ancien Constructeur d'instruments d'Optique, 21, rue de l'Odéon, Paris, 14e.

LAURIOL (**Pierre**), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, 278, boulevard Raspail, Paris, 6e.

LAVIÉVILLE (**Augustin**), Inspecteur honoraire de l'Académie de Paris, 198, rue de Vaugirard, Paris, 6e.

LE BEL (**J.-A.**), ancien Président de la Société chimique, 250, rue Saint-Jacques, Paris, 5e.

LEBERT (**Louis-Eugène**), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, à Vannes (Morbihan).

LEBEUF (**Auguste-Victor**), Directeur de l'Observatoire national de Besançon (Doubs).

LEBLANC (**Maurice**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Val sur Seine, à Croissy (Seine-et-Oise).

LE BON (Dr **G.**), 29, rue Vignon, Paris, 8e.

LE CADET (**Georges**), Docteur ès sciences, Vice-Directeur de l'Observatoire central et du Service magnétique et météorologique de l'Indo-Chine, à Phu-Lien (Tonkin).

LECAT, Profr au Lycée Janson-de-Sailly, 7, rue Gustave-Courbet, Paris, 16e.

LE CHATELIER (**André**), Ingénieur en chef de la Marine, 331, rue Paradis, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

MM.

LE CHATELIER (Henry), Membre de l'Institut, Professeur à l'École des Mines, Profr à la Faculté des Sciences, 75, rue Notre-Dame-des-Champs, Paris, 6e.

LE CHATELIER (Louis), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, 7, rue du Regard, Paris, 6e.

LECHER (Dr Ernst), Professeur à l'Université de Prague (Autriche).

LECOIN, Professeur au Lycée, 80, rue Asselin, à Cherbourg (Manche).

LEDUC (A.), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 84, boulevard Saint-Michel, Paris, 6e.

LEDUC (Dr Stéphane), Professeur à l'École de Médecine, 5, quai de la Fosse, à Nantes (Loire-Inférieure).

LEFEBVRE (Léon), Ingénieur des Arts et Manufactures, 30, boulevard Beaumarchais, Paris.

LEFEBVRE (Pierre), Professeur au Lycée, 10, rue de Noailles, à Versailles (Seine-et-Oise).

LEFÈVRE (Z.-H.-D.), Préparateur de Physique au Lycée, 10, rue Frédéric-Petit, à Amiens (Somme).

LEHMANN (Théodore), Ingénieur de la Société alsacienne de constructions mécaniques, à Belfort (Territoire de Belfort).

LEIGH (Ch.-D.-E.), The Victoria University of Manchester (Angleterre).

LEJEUNE (Dr Louis), Médecin électricien, 1, rue des Urbanites, à Liége (Belgique).

LEMERAY (Maurice), Licencié ès sciences mathématiques et physiques, Ingénieur civil, 51, boulevard de l'Océan, à Saint-Nazaire (Loire-Inférieure).

LEMOINE (Émile), Chef honoraire du Service de la vérification du gaz, 4, boulevard de Vaugirard, à Paris, 15e.

LEMOINE (Constant), Professeur au Lycée de Nantes (Loire-Inférieure).

LEMOINE (Georges), Membre de l'Institut, Inspecteur général des Ponts et Chaussées, Professeur à l'École Polytechnique, 76, rue Notre-Dame-des-Champs, Paris, 6e.

LEMOINE (Jules), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 46, boulevard Port-Royal, Paris, 5e.

LENARD (Philippe), Docteur en Pharmacie et Médecine, Professeur à l'Université, Niemannsweg, 22, à Kiel (Allemagne).

LENOIR (Léon), Professeur de Physique au Lycée, 10, rue de l'Écusson, à Alençon (Orne).

LEPERCQ (Gaston), Professeur de Chimie à la Faculté libre, 3, rue Martin, à Lyon (Rhône).

LE POUPON (Ferdinand), Professeur de Physique au Collège d'Argentan (Orne).

LEQUEUX (P.), Ingr des Arts et Manufactures, 64, rue Gay-Lussac, Paris, 5e.

LERAY (l'abbé), 14, rue de l'Archevêché, à Conflans-Charenton (Seine).

LERMANTOFF, Professeur de Physique de l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

LEROY (J.), Professeur au Lycée Michelet, 245, boulevard Raspail, Paris, 14e.

LEROY (Victor), 12, rue de la Taillerie, à Arras (Pas-de-Calais).

MM.

LESLIE MANN (**Herbert**), Associate of the Royal College of Science London St Denys « Shooters Hill » (Angleterre).

LESOBRE, Professeur au Collège, 13, rue Crévoulin, à Melun (Seine-et-Marne).

LÉTANG (Dr **Marc**), à l'Essart, par Poitiers (Vienne).

LETELLIER (**Albert-Eustache**), Professeur au Lycée, 53, rue James Cane, à Tours (Indre-et-Loire).

LEUILLIEUX (Dr), Médecin de la Compagnie des Chemins de fer de l'Ouest, 32, rue de Ballon, Le Mans (Sarthe).

LÉVESQUE (Lieutenant), Section de Géodésie du Service géographique de l'Armée, 140, rue de Grenelle, Paris, 7e.

LÉVY (**Armand**), Professeur de Physique, 9, rue du Lycée, à Besançon (Doubs).

LEVY (**Michel**), Membre de l'Institut, 26, rue Spontini, Paris, 16e.

LEYMARIE, Professeur en retraite, à Rignac, par Martel (Lot).

LIBRARY OF UNIVERSITY OF PENNSYLVANIA, à Philadelphie (États-Unis).

LIÉNARD (**Alfred-Marie**), Ingénieur des Mines, Professeur à l'École des Mines, 29, rue République, à Saint-Étienne (Loire).

LIGONDES (**de**), Colonel, à Saint-Bonnet-de-Rochefort (Allier).

LIMB (**Claudius**), Docteur ès sciences, Ingénieur-Conseil, 11, quai de l'Archevêché, à Lyon (Rhône).

LINARDOS (**Georges**), Ingénieur industriel, Diplômé de l'École des Ponts et Chaussées de Paris, 2, rue Glavany, à Constantinople (Turquie).

LIPPICH (**Fr.**), Professeur à l'Université de Prague (Autriche).

LIPPMANN, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 10, rue de l'Éperon, Paris, 6e.

LOCHARD (**André**), Ingénieur au corps des Mines, 219, boulevard Antoine-Gautier, à Bordeaux (Gironde).

LOCHERER, Ingénieur des Ponts et Chaussées, 45, rue Ampère, Paris, 17e.

LOISELEUR, Chargé de Cours de Sciences au Lycée, 74, chemin du Pin-Franc, Le Bouscat, Bordeaux (Gironde).

LORENTZ (**Hendrik-Antoon**), Professeur à l'Université, 48, Hovigracht, à Leiden (Hollande).

LORION, Professeur au Lycée, 5, rue Doyenné, à Nevers (Nièvre).

LOUGUININE (**W.**), Docteur honoraire, Professeur de Thermochimie à l'Université de Moscou.

LOUVET (**Édouard**), Élève libre à l'École des Mines, 49, rue de Vaugirard, Paris, 6e.

LUBOSLAWSKI (**Gennady**), Professeur de Physique et de Météorologie à l'Institut Impérial forestier, à Saint-Pétersbourg (Russie).

LUCAS (Le R. P. **J.-D.**), S. I., Professeur à la Faculté des Sciences, Collège Notre-Dame-de-la-Paix, à Namur (Belgique).

LUGOL (**Paul**), Professeur au Lycée Saint-Louis, 6, rue Toullier, Paris, 5e.

LUMIÈRE (**Auguste**), Ingénieur chimiste, cours Gambetta, à Monplaisir (Lyon) (Rhône).

LUMIÈRE (**Louis**), Ingénieur chimiste, cours Gambetta, à Monplaisir (Lyon) (Rhône).

MM.

LUSSANA (Silvio), Docteur ès sciences, Directeur de l'Institut physique de l'Université de Sienne (Italie).

LYMAN (Theodore), Ph. Dr, Instructor of Physics Harward University, Jefferson Laboratory, Harward College, Cambridge, Mass. (États-Unis).

LYON (Gustave), ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur civil des Mines, Industriel, 22, rue Rochechouart, Paris, 9e.

MACALUSO (D.), Docteur, Professeur à l'Université de Palerme (Italie).

MACDONALD (Hector-Munro), F. R. S., Professor of Mathematics in University of Aberdeen, 33 College Bounds, Old Aberdeen (Angleterre).

MACH (Dr ERNST), Professeur de Physique à l'Université, XVIII, Gersthoferstrasse, Vienne (Autriche).

MAC LENNAN, Profr à l'Université de Toronto, province d'Ontario (Canada).

MACQUET (Auguste), Ingénieur au Corps des Mines, Directeur de l'École provinciale d'Industrie et des Mines du Hainaut, 22, boulevard Dolez, à Mons (Belgique).

MADAMET, Directeur des Forges et Chantiers de la Méditerranée, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

MADARIAGA (Jose de), Ingénieur des Mines, 18, rue Zurbano, à Madrid (Espagne).

MAIGRET (Dr), 86, avenue de la République, à Montrouge (Seine).

MAILLY (Paul-Marc), Ingénieur des Arts et Manufactures, Directeur de la Société anonyme d'Explosifs et de Produits chimiques, à Villafranca in Lunigiana (Italie).

MAISONOBE, Capitaine d'Artillerie, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

MAJORANA (Quirino), Istituto fisico della Universita, à Rome (Italie).

MALASSEZ, Préparateur à la Faculté des Sciences, 166, boulevard Saint-Germain, Paris, 7e.

MALCLÈS, Préparateur à la Faculté des Sciences, 34, rue Gay-Lussac, Paris, 5e.

MALDINEY (J.), Professeur à l'École de Médecine et de Pharmacie, Chef des Travaux de Physique à la Faculté des Sciences, 32, rue Mégevand, à Besançon (Doubs).

MALLARD (Henri), Lieutenant d'Artillerie, 24, rue de la Tour-Garnier, à Angoulême (Charente).

MALOSSE, Professeur à l'École de Médecine d'Alger (Algérie).

MALTÉZOS, Docteur ès sciences, 2, rue Asterion, à Athènes (Grèce).

MAMY (J.), Professeur au Lycée, 15, rue Thibaudeau, à Poitiers (Vienne).

MANEUVRIER, Directeur adjoint du Laboratoire des Recherches physiques, à la Sorbonne, Paris, 5e.

MANNA (Dott. Salvatore), Medico dell' Ospedale di S. M. della Pace, Direttore dell' Istituto di terapia fisica di Napoli, Consulente dell' Ospedale civile di Marcianise, Magellina, 156 (P. P. Nob.), Napoli (Italie).

MANVILLE (Octave), Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Bordeaux (Gironde).

MM.

MARAGE (Dr), Docteur ès sciences, 14, rue Duphot, Paris, 1er.

MARCHIS, Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 106, rue Mazarin, à Bordeaux (Gironde).

MARIE, Préparateur de Physique au Lycée Charlemagne, 5, rue Basse-des-Carmes, Paris.

MARIE (Dr **Th.**), Professeur à la Faculté de Médecine et de Pharmacie, 11, rue de Rémusat, à Toulouse (Haute-Garonne).

MARSAL (**P.**), Professeur au Lycée, 27, rue Sigisbert-Adam, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

MARTIN (**Georges**), Ingénieur de la Station d'Éclairage électrique, 67, rue Rousseau, à Bar-le-Duc (Meuse).

MARTINET (**E.**), Professeur au Lycée Janson-de-Sailly, 16, rue Gustave-Zedé, Paris.

MASCART, Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, 16, rue Christophe-Colomb, Paris, 8e.

MASCART (**Auguste**), Professeur au Collège Courbet, à Abbeville (Somme).

MASSE (**Maurice**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur civil des Mines, place de l'Église-du-Vœu, à Nice (Alpes-Maritimes).

MASSIN, Ingénieur des Télégraphes, 61, rue de Vaugirard, Paris, 6e.

MASSIOT (**G.**) (maison Radiguet et Massiot), Constructeur d'instruments pour les Sciences, 15, boulevard des Filles-du-Calvaire, Paris, 3e.

MASSOL (**Noël-Gustave**), Directeur de l'École supérieure de Pharmacie, 20, boulevard des Arceaux, à Montpellier (Hérault).

MASSON (**Louis**), 33, rue de Vincennes, à Montreuil-sous-Bois (Seine).

MATHER (**Enoch**), Ph. D. A. M., M. D., D. Sc. L. L. D, R. I. P. H., Eng. F. R. M. et S. Eng. M. S. A. Eng. Professor Électro-thérapeutique, 80, Park Place, E. Detroit, Mich. (États-Unis).

MASSOULIER, Professeur au Lycée Henri IV, 11, villa Brune, Paris, 14e.

MATHIAS (**Émile**), Professeur à la Faculté des Sciences, 44, allée Lafayette, à Toulouse (Haute-Garonne).

MATHIEU (**Maurice-Julien**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 1 *bis*, rue Riboutté, Paris, 9e.

MATHIEU (**Joseph-Louis**), Professeur au Lycée d'Évreux (Eure).

MATHIEU (**Louis**), Directeur de la Station œnologique de Bourgogne, à Beaune (Côte-d'Or).

MATHIEU (**Paul-Hyacinthe**), Licencié ès sciences mathématiques et physiques, Ingénieur électricien E. S. E., Professeur de Physique, 3, rue Vauquelin, Paris, 5e.

MATHIEU (**Jean-François**), Ingénieur chimiste, 6, rue Choron, Paris, 9e.

MAUPEOU (**de**), Directeur du Génie maritime du cadre de réserve, 4, place du Gast, à Laval (Mayenne).

MAURAIN (**Charles**), Professeur à la Faculté des Sciences de Caen (Calvados).

MAURIN (**Joseph-Léon-Marie**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Lieutenant d'Artillerie coloniale, 18e, place de la République, à Lorient (Morbihan).

MM.

MAYER (Dr **André**), 33, rue du Faubourg-Poissonnière, Paris, 9e.

MAZEN (**Natalis**), Ingénieur du Service électrique des Chemins de fer de l'Ouest, 35, rue Magenta, à Asnières (Seine).

MECHLING (**Gustave**), Constructeur d'Instruments de précision en verre, 7, rue des Grands-Degrés, Paris, 5e.

MEISSONNIER, Chef des Travaux de Physique à la Faculté des Sciences, 78, boulevard de la Corderie, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

MELANDER, Préparateur à l'Université Skapshytlegatam, 17, à Helsingfors (Finlande).

MENDELSSOHN (**Maurice**), Docteur en Médecine, Membre correspondant de l'Académie de Médecine, 49, rue de Courcelles, Paris, 8e.

MENIER (**Henri**), Ingénieur, 8, rue Alfred-de-Vigny, Paris, 8e.

MENSBRUGGHE (**Gustave-Léonard Van der**), Membre de l'Académie Royale, Professeur de Physique mathématique à l'Université, Coupure, 131, à Gand (Belgique).

MERCADIER, Directeur des Études à l'École Polytechnique, 21, rue Descartes, Paris, 5e.

MERCANTON (**Paul-Louis**), Professeur à l'Université, Les Borromées, 1, avenue du Pré Fleuri, à Lausanne (Suisse).

MERCIER (**Pierre**), Chimiste, 23, rue des Moines, Paris, 17e.

MERCIER (**R.**), Ingénieur, 5, place de Jussieu, Paris, 5e.

MERLIN (**Paul**), Professeur au Lycée, 78, faubourg Vincent, à Châlons-sur-Marne (Marne).

MESLANS (**Maurice**), 59, quai de la Baronnie, à Ablon (Seine-et-Oise).

MESLIN (**Georges**), Professeur à la Faculté des Sciences, villa Marie, ancien chemin de Castelnau, Montpellier (Hérault).

MESNAGER (**Augustin**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, Ingénieur des Canaux de la Ville de Paris, 182, rue de Rivoli, Paris, 1er.

MESSAGER, Professeur au Lycée de Brest (Finistère).

MESTRE, Ingénieur à la Compagnie des Chemins de fer de l'Est, 168, rue Lafayette, Paris, 10e.

MÉTRAL (**Pierre**), Directeur de l'École Colbert, 27 rue Château-Landon, Paris, 10e.

METTLER (**Eric-Jean-Marie**), Assistant à l'École de Chimie, 3, avenue du 1er juin, Eaux-Vives, à Genève (Suisse).

METZ (**de**), Professeur à l'Université St-Wladimir, 3, rue du Théâtre, à Kiew (Russie).

MEYER, Directeur de la Compagnie continentale Edison, 38, rue Saint-Georges, Paris, 9e.

MEYER (**J.**), Chef des Travaux de Physique à la Faculté des Sciences, 82, rue Saint-Georges, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

MEYER (**Dr Stefan**), Privat-docent à l'Université, Turkenstrasse, 3, à Vienne (Autriche).

MEYLAN (**Eugène**), Ingénieur, 23, boulevard du Montparnasse, Paris, 6e.

MEYNIER, Professeur au Lycée de Rouen (Seine-Inférieure).

MM.

MICHAUT (Victor), Chargé de Cours à l'École de Médecine, 1, rue des Novices, à Dijon (Côte-d'Or).

MICHEL (Auguste), Ingénieur civil, 10, boulevard Victor-Hugo, à Saint-Germain-en-Laye (Seine-et-Oise).

MICHEL (Tranquille), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, 35, avenue de Vauvenargues, à Aix (Bouches-du-Rhône).

MICHELSON (Albert), Professeur à l'Université de Chicago (États-Unis)

MICKS (Richard), Professeur au Gymnase communal, à Trieste (Autriche).

MICULESCU (Constantin), Professeur à l'Université, 3, Strada Spatarului à Bucarest (Roumanie).

MILAN STEFANIK, Dr ès sciences, à l'Observatoire d'Astronomie physique de Meudon (Seine-et-Oise).

MILLARD (John-A.), Docteur en Médecine, au château Sunnyside, à Dinard-Saint-Énogat (Ille-et-Vilaine).

MILLIS (John), Lt.-col. corps of Engineers, United States army, U. S. Engineer office, 813 Prospect. Ave. S. E. Cleveland Ohio, (États-Unis).

MINCHIN (Howard-D.), Ph. D., Assistant Professor of Physics University, of Rochester, Rochester, New-York (États-Unis).

MITJAVILA (Jaime), Medico Mayor de Sanidad Militar, Urosas, 8, Madrid (Espagne).

MITKEWITCH (Wladimir), Assistant de Physique à l'Institut des Mines, à Saint-Pétersbourg (Russie).

MIX (Edgar-W.), Ingénieur électricien, 12, boulevard des Invalides, Paris, 7e.

MOCKERIDGE (Mlle Florence), Student at the Wolwich Polytechnic, London, 69, Plum Lane, Plumskad, Londres (Angleterre).

MONDAIN, Dr en Médecine, 23, rue Joinville, Le Havre (Seine-Inférieure).

MONNIER (D.), Ingénieur, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures, 3, rue Cothenet, Paris, 16e.

MONNORY (Henri), ex-Profr au Lycée Hoche, Direct. des études à l'École centrale des Arts et Manufactures, 20, rue du Cloître-Notre-Dame, Paris, 4e.

MONOYER, Professeur à la Faculté de Médecine de Lyon (Rhône).

MONTEFIORE (Levi), Ingénieur, Sénateur du Royaume de Belgique, Fondateur de l'Institut électrotechnique, 35, rue de la Science, à Bruxelles (Belgique).

MONTHIERS (Maurice), 50, rue Ampère, Paris, 17e.

MONTLAUR (le comte **de**), Président de la Société de l'Électrochimie, 41, avenue de Friedland, Paris, 8e.

MOORE (Joseph-Haines), Dr Phil., Assistant in Spectroscopy in the Lick Observatory, Mount Hamilton, California (États-Unis).

MORE (Louis Tranchard), Ph. D., Professeur de Physique à l'Université de Cincinnati, Cincinnati (États-Unis).

MOREAU (Georges), Professeur à la Faculté des Sciences, 68, rue Saint-Hélier, à Rennes (Ille-et-Vilaine).

MOREUX (l'abbé **Th.**), Professeur de Physique à l'École Saint-Célestin, à Bourges (Cher).

MM.

MORIN (**F.**), Professeur suppléant de Physique à l'École de Médecine, chef des Travaux pratiques de Physique, 17, place Lamoricière, à Nantes (Loire-Inférieure).

MORIN (**Pierre**), Professeur au Lycée, rue des Faucheroux, à Montluçon (Allier).

MORIZE (**Henri**), Ingénieur civil, Docteur ès sciences, Astronome à l'Observatoire, Professeur de Physique à l'École Polytechnique, Rua Princeza Imperial, n° 20, Antigo, à Rio-de-Janeiro (Brésil).

MORIZOT, Chargé de Cours, au Lycée de Chaumont (Haute-Marne).

MOSER (Dr **James**), Privat-docent à l'Université, 25, Laudon-Gasse, Vienne VIII/1 (Autriche).

MOUCHEL (**Charles**), Professeur de Sciences, 18, rue des Trois-Cornets, à Elbeuf (Seine-Inférieure).

MOULIN (**Honoré**), Chef d'escadron d'Artillerie, Major à l'École Polytechnique, 21, rue Descartes, Paris, 5e.

MOULIN (**Marcel**), Sous-Chef des Travaux pratiques de Physique à l'École de Physique et de Chimie, 6, rue Chevreul, Paris, 11e.

MOULINIER (Mme **Pauline**), Professeur au Lycée de jeunes filles, 8, rue Royale, à Nantes (Loire-Inférieure).

MOUNEYRAT (**Antoine**), Docteur ès sciences, Docteur en Médecine, 20, rue Godot-de-Mauroy, Paris, 9e.

MOUREAUX (**Th.**), Directeur de l'Observatoire du Parc Saint-Maur (Seine).

MOURET, Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, 22, rue du Perron, à Besançon (Doubs).

MOUSSELIUS (**Maximilien**), r. Boulwarnaia, maison Sokolowski, à Tsarskoë Selo (Russie).

MOUTON (**Henri**), Docteur ès sciences, Attaché à l'Institut Pasteur, 42, rue Mathurin-Régnier, Paris, 15e.

MUHLL (**K. von der**), Professeur ordinaire de Physique mathématique à l'Université de Bâle (Suisse).

MUIRHEAD (**Alexandre**), F. C. S., The Lodge, Sportlands, Kent (Angleterre).

MULLER (**P.-Th.**), Professeur à l'Université, 31, rue Victor-Hugo, Nancy (Meurthe-et-Moselle).

MURAT (**I. St.**), Sous-Directeur de l'Institut météorologique et du Service central des Poids et Mesures de Roumanie, à Bucarest (Roumanie).

MUTEL (**Alexandre**), Professeur au Lycée, 11, rue des Bégonias, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

MUYNCK (**René de**), Professeur à l'Université de Louvain (Belgique).

MYCHKINE, Professeur de Physique à l'Institut agronomique de Novo Alexandria (Russie).

NACHET (**A.**), Constructeur d'instruments d'Optique, 17, rue Saint-Séverin, Paris, 5e.

NACHET (**Camille**), Constructeur d'instruments d'Optique, 7, rue des Gravilliers, Paris, 3e.

MM.

NAGAOKA (**H.**), Docteur ès sciences, Professeur de Physique à l'Université de Tokio (Japon).

NAMBA MASSASHI, Professeur à l'Université de Kioto (Japon).

NARDROFF (**Ernest-R. von**), E. M. D. Sc., Head of Science Department Erasmushall High School, 397, Madison St., Brooklyn, N. Y. (États-Unis).

NATANSON (**Ladislas**), Membre de l'Académie des Sciences de Cracovie, Professeur à l'Université, 8, rue Wolska, à Cracovie (Autriche).

NÉCULCEA (**Eugène**), Ministère des Finances, Bureau de Statistique, à Bucarest (Roumanie).

NÉEL (**Auguste-Jean-Marie**), Ingénieur de la Cie normande de Gaz, Électricité et Eau, route de Pont-l'Évêque, à Trouville (Calvados).

NEGREANO (**D.**), Professeur à l'Université, 13, boulevard Ferdinand, à Bucarest (Roumanie).

NEGRO (**Carlo**), Professeur, Collegio S. Luigi, à Bologne (Italie).

NÉLIOUBOFF (**Valérien**), Préparateur à l'Institut technologique de Saint-Pétersbourg (Russie).

NERVILLE (**de**), Ingénieur des Télégraphes, 59, rue de Ponthieu, Paris, 8e.

NEU (**Lucien**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur-Conseil, 94, rue du Ranelagh, Paris, 16e.

NEVEU (**Raoul**), Constructeur d'instruments de Physique, 35, rue de la Montagne-Sainte-Geneviève, Paris, 5e.

NICOLAÏDES (**Emmanuel-C.**), Ingénieur électricien, Weinbergstrasse 22III. Zurich I (Suisse).

NICOLAIEVE (**Wladimir de**), Général Major d'Artillerie, professeur à l'École militaire Paul, à Saint-Pétersbourg (Russie).

NICOLLE (**Abel**), Ingénieur de la Marine, à l'Arsenal de Marine, à Saïgon (Indo-Chine).

NICOLLIER (**Marius**), Professeur, Docteur ès sciences, 20, rue de la Gare, à Montreux (Suisse).

NIPHER (**Francis-E.**), Professor of Physics, Washington University Saint-Louis, Missouri (États-Unis).

NODON (**Albert**), Ingénieur-Conseil, 12, rue de Moulis, à Bordeaux (Gironde).

NOÉ (**Charles**), Constructeur d'instruments pour les Sciences, 8, rue Berthollet, Paris, 5e.

NOGUES (**Henri**), Licencié ès sciences mathématiques et physiques, Délégué de Physique au Lycée, 3, rue Racine, à Angers (Maine-et-Loire).

NOIREL, Capitaine d'Artillerie, Service géographique de l'Armée, 140, rue de Grenelle, Paris, 7e.

NORDMANN (**Ch.**), Docteur ès sciences, Attaché à l'Observatoire de Paris, 18, rue des Feuillantines, Paris, 5e.

NOVAK (**Vladimir**), Ph. Dr, Professeur à l'Ecole Polytechnique tchèque, 9 Augustynska ul Bruo Brünn, Moravie-Autriche.

NUGUES (**Émile**), Ingénieur, rue Émile-Deschamps, à Versailles (Seine-et-Oise).

MM.

OBEAR (**George-Barrow**), Physics candidate for Ph. D. Member of Segma Xi, Master of Science, Member American Academy Society, Member American ass. for adv Sci., Instructor in Mathematics at the University, Brown University, Providence, Rhode Island (États-Unis).

ODELL (**William**), Woolwich Polytechnic, à Woolwich (Angleterre).

OFFRET (**Albert**), Professeur de Minéralogie à l'Université, Villa Sans-Souci, 53, chemin des Pins, à Lyon (Rhône).

OGIER (**Jules**), Membre du Comité consultatif d'Hygiène publique, Chef du Laboratoire de Toxicologie à la Préfecture de police, 7, cité Vaneau, Paris, 7e.

OLIVIER (**Louis**), Docteur ès sciences, Directeur de la *Revue générale des Sciences pures et appliquées*, 18, rue Chauveau-Lagarde, Paris, 8e.

OLLIVIER (**A.**), Ingénieur civil, 5, rue Littré, Paris, 6e.

OLLIVIER (**Hélouïs**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lille (Nord).

ONDE, Professeur au Lycée Henri IV, 41, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

OSMOND (**Floris**), Ingénieur civil, 83, boulevard de Courcelles, Paris, 8e.

OSTRAND (**Charles-Edwin van**), Assistant Physicist, U. S. Geological Survey, Washington D. C. (États-Unis).

OUDIN (Dr), 12, rue de Belzunce, Paris, 16e.

OUMOFF (**Nicolas**), Professeur de Physique à l'Université de Moscou (Russie).

PAILLARD (**Gaston**), Licencié ès sciences, 36, rue Voltaire, à Levallois-Perret (Seine).

PAILLÉE (**Raphaël**), Pharmacien de 1re classe, Membre de la Société chimique de Paris, à Arthon-en-Retz (Loire-Inférieure).

PAILLOT, Chef des Travaux pratiques de Physique à la Faculté des Sciences, 53, boulevard Montebello, à Lille (Nord).

PAINLEVÉ (**Paul**), Membre de l'Institut, 33, rue d'Assas, Paris, 6e.

PALMADE, Professeur au Lycée de Montpellier (Hérault).

PALMADE (**F.**), Chef de bataillon du Génie, Chef du Génie à Bourges (Cher).

PANKIN (Capitaine **Alexandre**), Professeur à l'Académie d'Artillerie à Saint-Pétersbourg (Russie).

PAQUIER (**Marc**), Constructeur mécanicien, 5, boulevard Sébastopol, Paris, 1er.

PARKER (**Franke-Herbert**), B. Sc. Lecturer in Physics, 72, Greenvale Road Eltham Kent (Angleterre).

PASCAL, Professeur au Lycée, 3, rue de l'Hippodrome, à Douai (Nord).

PASSA, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Marseille (Bouches-du-Rhône).

PASTOURIAUX, Préparateur à l'École Normale supérieure d'Enseignement primaire, à Saint-Cloud (Seine-et-Oise).

PATENT OFFICE LIBRARY, à Londres, 25, Southampton Buildings, W. C. (Angleterre).

PATTE (**Lucien**), Profr au Lycée, 32, avenue Alsace-Lorraine, à Grenoble (Isère).

PAULIDÈS (**Démosthènes**), Docteur en Médecine.

PAYN (**John**), Directeur de l'*Eastern Telegraph Co*, Cambrian House, Beaumont Jersey (Îles de la Manche).

MM.

PAYRARD (**Henri**), Censeur du Lycée de Nantes (Loire-Inférieure).

PEAKE (**Sexton**) (F.) A. R. C, S. London Fellow of physics Society, « Warwick Lodge » Hampton Wick, Kingston-on Thames (Angleterre).

PEIRCE (**B.-O.**), Professeur de Mathématiques Harward College, Cambridge, Mass. (États-Unis).

PÉLABON (**H.**). Chargé de Conférences de Chimie à la Faculté des Sciences de Lille (Nord).

PELISSIER (**Eugène**), Maître de Conférences à l'Institut national agronomique, Profr à l'École coloniale, 88 *bis*, boulevard Latour-Maubourg, Paris, 7e.

PELLAT (**H.**), Professeur à la Faculté des Sciences, 23, avenue de l'Observatoire, Paris, 6e.

PELLET (**Auguste-Claude-Eliacin**), Professeur à la Faculté des Sciences, 30, rue Pascal, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

PELLIN (**Philibert**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Constructeur d'instruments d'Optique et de précision, successeur de Jules Duboscq, 21, rue de l'Odéon, Paris, 6e.

PEREIRA (**Alfredo**), Pharmacien en chef de l'Hôpital *Conde de Ferreira*, à Porto (Portugal).

PÉRIDIER (**Julien**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 9, rue Grucelli, à Toulon (Var).

PERKINS (**Henry-Augustin**), Professeur de Physique Trinity College, Hartford, Connecticut (États-Unis).

PERNTER (**Josef-Mario**), Dr i. r., Conseiller de la Cour, Professeur à l'Université, Directeur de l'Institut central de Météorologie et Géodynamique, Wien XIX/1 Hohe Warse (Autriche).

PEROT (**Alfred**), Professeur honoraire de la Faculté des Sciences de Marseille, 16, avenue Bugeaud, Paris, 16e.

PÉROUX (**E.**), Capitaine d'Infanterie de Marine en retraite, 11, rue des Canus, à Maisons-Laffitte (Seine-et-Oise).

PERREAU, Professeur à la Faculté des Sciences de Besançon, Bregille-Besançon (Doubs).

PERRIER (**Albert**), Assistant à l'Institut de Physique, Zurich (Suisse).

PERRIER, Capitaine d'Artillerie, détaché à l'État-Major de l'Armée, 34, avenue Bosquet, Paris, 7e.

PERRIN (**Jean**), Chargé de Cours de Chimie physique à la Faculté des Sciences, 106, boulevard Kellermann, Paris, 13e.

PESSEMESSE, Professeur au Lycée, 15, rue de Lavalette, à Angoulême (Charente).

PETIT (**G.-E.**), Ingénieur des Télégraphes, Chargé des Études relatives à la Télégraphie sans fil, 205, boulevard Raspail, Paris, 14e.

PETIT (**Paul**), Professeur au Lycée de Foix (Ariège).

PETITEAU (**Marcel**), Professeur au Lycée, 13, rue de Strasbourg, à Nantes (Loire-Inférieure).

PETROVITCH (**Michel**), Professeur à l'Université, 24, Kossantch Venac, à Belgrade (Serbie).

MM.

PETROVITCH (Serge), Colonel d'Artillerie, Professeur adjoint à l'Académie d'Artillerie Michel, Sabalkansky Prospect, 17, Log. 4, à Saint-Pétersbourg (Russie).

PETROWSKY (Alexis), Professeur à l'École des officiers torpilleurs marins, à Kronstadt (Russie).

PEYRUSSON (Édouard), Professeur de Chimie et de Toxicologie à l'École de Médecine et de Pharmacie, 17, chemin Petit-Tour, à Limoges (Haute-Vienne).

PFAUNDLER (Léopold), Professeur à l'Université, Directeur de l'Institut physique, Halbartgasse, 1, Gratz (Autriche).

PFLUGER (Alexandre), Dr Professeur à l'Université, 176, Coblenzerstrasse, à Bonn (Allemagne).

PHASMANN (Augustin), Maire de Saint-Mihiel (Meuse).

PHILBERT, ancien Receveur des Télégraphes, 58, rue d'Antrain, à Rennes (Ille-et-Vilaine).

PHILIPPE (A.), Professeur au Lycée, 5, rue de l'Abattoir, à Bourges (Cher).

PHILIPPON (Paul), Professeur au Lycée, 6, rue de Brest, à Quimper (Finistère).

PHYSIKALISCHES INSTITUT DER GROSSHERZOGLICHE TECHNISCHEN HOCHSCHULE, zu Darmstadt, 2, Hochschulstrasse, à Darmstadt (Allemagne).

PICARD (Frédéric), Docteur en Médecine, 11, rue Franklin, Paris, 16e.

PICHON, Prof^r^ de Physique au collège de Perpignan (Pyrénées-Orientales).

PICOU (R.-V.), Ingénieur des Arts et Manufactures, 41, rue Saint-Ferdinand, Paris, 17e.

PIEUX, Professeur à l'École normale d'instituteurs, à Albertville (Savoie).

PILLEUX, Ingénieur électricien, villa d'Alésia, 5, 111 *bis*, 111 *ter*, rue d'Alésia, Paris, 14e.

PILLEUX (André), Capitaine d'Artillerie, à la fabrique d'armes de Puteaux (Seine).

PILLOT (Arthur), Professeur au Lycée, 56, cours d'Orléans, à Charleville (Ardennes).

PILTSCHIKOFF (Nicolas), Prof^r^ à l'Institut technique de Karkow (Russie).

PIONCHON, Chargé de Cours de Physique à la Faculté des Sciences de Dijon, (Côte-d'Or).

PIROT (l'abbé), Chanoine honoraire, Supérieur de l'Institution Sainte-Marie, à Bourges (Cher).

PIZZARELLO (Antonio), Professeur de Physique au Lycée Macerata, Macerata (Italie).

PLANER (Victor), Dr Ingénieur diplômé, Rathenwerstrasse 23, à Berlin (Allemagne).

POCHETTINO (C.-Alfredo), Istituto Fisico della R. Universita, à Rome (Italie).

POINCARÉ (Antoni), Inspecteur général des Ponts et Chaussées en retraite, 10, rue de Babylone, Paris, 7e.

POINCARÉ (Henri), Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 63, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

MM.

POINCARÉ (**Lucien**), Inspecteur général de l'Instruction publique, 130, rue de Rennes, Paris, 6e.

POINTELIN, Professeur de Physique au Lycée et à l'École de Médecine, 125, route de Paris, à Amiens (Somme).

POLLAK-WSCIEKLICA (Mme **Marcella**), Licenciée ès sciences physiques, place Macé, à Antibes (Alpes-Maritimes).

POLLARD (**Jules**), Directeur du Génie maritime, Directeur de l'Établissement d'Indret, par Basse-Indre (Loire-Inférieure).

POMEY (**J.-B.**), Ingénieur des Télégraphes, 140, boulevard Raspail, Paris, 6e.

PONSELLE (**Georges**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 114, avenue de Wagram, Paris, 17e.

PONSOLLE (**Léon**), Ingénieur électricien, ancien Élève de l'École des Arts et Métiers d'Angers, 30, boulevard de Saumur, à Angers (Maine-et-Loire).

PONT, Professeur au Lycée Hoche, 21, avenue de Picardie, à Versailles (Seine-et-Oise).

PONTIGGIA (**Louis**), Ingénieur Directeur de l'Association des Industries d'Italie, Foro Bonaparte, 61, à Milan (Italie).

POPP (**Victor**), ancien Administrateur-Directeur de la Compagnie des Horloges pneumatiques, 21, place de la Madeleine, Paris, 8e.

PORTER (**Alfred-William**), B. Sc., fellow and assistant Profr of Physics, University College, Gower St., Londres, W. C. (Angleterre).

PORTER (**B.-Albert**), Consultant and Importer, 1024 Lake Shore Drive Evanston, Illinois (États-Unis).

POSTEL-VINAY, Ingénieur, 219, rue de Vaugirard, Paris, 15e.

POTIÉ, Ingénieur des Arts et Manufactures, Directeur technique des Papeteries de Vivalon-lès-Annonay (Ardèche).

POTTS (**Louis-Maxwell**), Ph. D. (J. H. O.), Chief Engineer the Rowland Telegraphic C°, 107, E. Lombard St., Baltimore (États-Unis).

POURCEL, Professeur au Lycée de Montauban (Tarn-et-Garonne).

POUTEAUX, Constructeur, 115, rue de la Préfecture, à Dijon (Côte-d'Or).

POYNTING (**John-Henry**), Professor of Physics, The University, Birmingham (Angleterre).

POZZI-ESCOT (**E.**), Professor, Ingeniero-Quimico, Ministerio de Fomente, Lima, Pérou (Amérique du Sud).

PRADET (**Antonin**), Professeur à l'École de Sorèze (Ain).

PRÉAUBERT (**E.**), Professeur honoraire, 13, rue Proust, à Angers (Maine-et-Loire).

PRÉOBRAJENSKY (**Pierre**), Bolchaia Grousinskaia, 10 A, à Moscou (Russie).

PRÉSIDENT (le) de la Société de Physique de Londres (Angleterre).

PRÉSIDENT (le) de la Société de Physique de Saint-Pétersbourg (Russie).

PRETORIANO (**Marin**), Professeur à l'École militaire de Craïova (Roumanie).

PRÉVOST (Baron **Henri**), 17, rue Alphonse-de-Neuville, Paris.

PRIEUR (**Albert**), Industriel, 76, boulevard Malesherbes, Paris, 8e.

PROUMEN (**Henri**), Ingénieur civil des Mines, Professeur de Physique à l'École industrielle, 25, rue d'Artois, à Bruxelles (Belgique).

MM.

PRYTZ (**Peter-Kristian**), Professeur de Physique à l'École Polytechnique, 18, Upsalagade, à Copenhague V (Danemark).

PRZIBRAM (**Karl**), Dr Privat-docent de Physique à l'Université, Partering 18, à Vienne I (Autriche).

PUPIN, Docteur en Médecine, 27, quai de la Tournelle, Paris, 5e.

PUYFONTAINE (Comte **de**), 38, avenue Friedland, Paris, 8e.

QUESNEVILLE (Dr), Directeur du *Moniteur scientifique*, 12, rue de Buci, Paris, 6e.

RADAKOVIC (**Michael**), Dr Professeur de Physique théorique à l'Université de Czernowitz (Autriche).

RAGOUGNOT (**L.**), Chargé de Cours au Lycée de Rodez (Aveyron).

RAMEAU (l'abbé), Profr de Physique à l'Institution St-Cyr, à Nevers (Nièvre).

RANQUE (**Paul**), Docteur en Médecine, 13, rue Champollion, Paris, 5e.

RAPS (**Auguste**), Professeur, Docteur ès sciences, Directeur de la maison Siemens Halske, Ulmen Alle, 14, Berlin W. (Allemagne).

RAU (**Louis**), Administrateur délégué de la Compagnie Continentale Edison, 7, rue Montchanin, Paris, 17e.

RAVEAU (**Camille**), Physicien au Laboratoire d'Essais du Conservatoire national des Arts et Métiers, 61, boulevard Sébastopol, Paris, 1er.

RAYLEIGH (**Lord**), F. R. S., Professeur à l'Institution royale, Terling Place, à Witham, Essex (Angleterre).

RAYMOND (**Eugène**), Ingénieur principal de la Compagnie des Messageries maritimes, à la Ciotat (Bouches-du-Rhône).

REBOUL, Professeur au Lycée de Chartres (Eure-et-Loir).

RECHNIEWSKI (**W.-C.**), Ingénieur électricien, 1, avenue de l'Alma, Paris, 8e.

RÉGNARD (Dr **P.**), Membre de l'Académie de Médecine, Directeur de l'Institut agronomique, 73, boulevard Montparnasse, Paris, 7e.

REGNIER (**Joseph**), Constructeur d'instruments de Physique et de Chimie, 10, rue Victor-Cousin, Paris, 5e.

REICHENHEIM (**O.**), Freiwilliger Mitarbeiter bei der Physikalisch Technischen Reichsanstalt Kurfürstendamm, 26a, à Berlin W (Allemagne).

REMY (**Léon-Émile**), Professeur au Lycée, 5, rue Émile-Sauvat, à Rennes (Ille-et-Vilaine).

REMY-ROUX, Docteur en Médecine, 9, rue Sainte-Catherine, à Avignon (Vaucluse).

RENAULT (**Albert**), Chimiste, 13, rue Paul-Louis-Courier, Paris, 7e.

REVOY, Professeur au Lycée, 31, rue Gounod, à Nice (Alpes-Maritimes).

REY (Mme), Professeur au Lycée de jeunes filles, 98, rue Origet, à Tours (Indre-et-Loire).

REY PAILHADE (**J. de**), Ingénieur civil des Mines, 18, rue Saint-Jacques, à Toulouse (Haute-Garonne).

REYEZ CALVO (**Antonio**), Licencié ès Sciences physiques, Carranza II Dpd. 3° dra, Madrid (Espagne).

MM.

RIBAN (**Joseph**), Professeur honoraire à la Faculté des Sciences et à l'École nationale des Beaux-Arts, 85, rue d'Assas, Paris, 6e.

RIBIÈRE (**Charles**), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées (service des Phares), 1, rue Edmond-About, Paris, 16e.

RICARD (Dr **E.**), Chirurgien de l'Hôpital, 6, impasse Voltaire, à Agen (Lot-et-Garonne).

RICHARD (**Jules**), Ingénieur-Constructeur, 25, rue Mélingue, Paris, 19e.

RICHARD (**Pierre-Joseph**), Lieutenant du Génie, démissionnaire, actuaire de la *Prévoyance*, 9, rue Carpeaux, Paris, 18e.

RICHARDS (**Horace-Clark**), Docteur Assistant Professor of Physics Randel Morgan Laboratory, University of Pennsylvania, Philadelphia (États-Unis).

RICHARDSON (**Owen-Williams**), Docteur ès sciences, Trinity College, Cambridge (Angleterre).

RICHET (**Ch.**), Professeur à la Faculté de Médecine, 15, rue de l'Université, Paris, 7e.

RICORDEAU (**Maurice-Charles-Louis**), Concessionnaire, Propriétaire du Secteur électrique, 20, boulevard Lenoir-Dufresne, à Alençon (Orne).

RIEFFEL (**A.**), à Agay, par Saint-Raphaël (Var).

RIGOLLOT (**Henri**), Chargé de Cours de Physique industrielle à l'Université, 43, chemin des Grandes-Terres, à Lyon (Saint-Just) (Rhône).

RIVIÈRE (**Charles**), Professeur au Lycée Saint-Louis, 30, rue Gay-Lussac, Paris, 5e.

RIVIÈRE, Docteur en Médecine, 25, rue des Mathurins. Paris, 9e.

ROBERT (**Alexandre-Charlemagne**), Ingénieur civil, E. C. P., Conseil de l'Institut Pasteur et du Jockey-Club, 3, rue du Havre, Paris, 9e.

ROBERT (**Charles-Marie**), Professeur au Lycée Gambetta, 6, rue de l'Hôtel-de-Ville, à Cahors (Lot).

ROCHEFORT (**Octave**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 46, boulevard Haussmann, Paris, 9e.

RODALLEC, Professeur au Collège de Morlaix (Finistère).

RODDE (**Ferd.**), 18, rue Dervic, Paris, 18e.

RODDE (**Léon**), 107, rua do Ouvidor, à Rio-de-Janeiro (Brésil).

RODOCANACHI (**Emmanuel**), 54, rue de Lisbonne, Paris, 8e.

ROGER (**Albert**), rue Croix-de-Bussy, à Épernay (Marne).

ROGOVSKY (**Eugène**), Professeur à l'Université de Kharkow (Russie).

ROGOW (**Moissej**), 56, rue Zacharjewskajà, Minsk (Gouvt Russie).

ROJDESTWENSKY (**Dmitri**), Laborant à l'Institut de Physique de l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

ROLHMUND (**Vicktor**), Professeur de Chimie physique à l'Université allemande de Prague (Autriche).

ROLLAND (**Étienne**), Professeur au Lycée, 32, route de Bordeaux, à Poitiers (Vienne).

ROMILLY (**Paul Worms de**), Inspecteur général des Mines, 7, rue Balzac, Paris, 8e.

ROPIQUET, Pharmacien, rue Jules-Barni, à Amiens (Somme).

MM.

ROQUES (Dr **C.**), Aide de clinique électrothérapique à la Faculté de Médecine, 94, cours d'Alsace-Lorraine, à Bordeaux (Gironde).

ROSA (**Edward-Bennett**), Physicist Bureau of Standards, Bureau of Standards, Washington. D. C. (États-Unis).

ROSENSTIEHL, Professeur au Conservatoire des Arts et Métiers, 171, route de Saint-Leu, à Enghien (Seine-et-Oise).

ROSING (**Boris**), Docent à l'Institut technologique, Jamkaja 32, Log 9, à Saint-Pétersbourg (Russie).

ROSSET (**Georges**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 4, rue Alboni, Paris, 16e.

ROSSI (**Paoli**), Docteur en Physique, adjoint à l'Istituto fisico della Università di Napoli (Italie).

ROSTAING (**Évariste-Léon-Benoît**), Chef d'escadron d'Artillerie, en retraite, 9, impasse Crèvecœur, à Bourg (Ain).

ROTHÉ (**Edmond**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 21, rue Malzéville, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

ROTHMUND (**Victor**), Professeur de Chimie physique à l'Université allemande de Prague (Autriche),

ROTHSCHILD (baron **Edmond de**), 41, rue du Faubourg-St-Honoré, Paris, 8e.

ROUBAULT, Professeur au Lycée Lakanal, 18, avenue du Petit-Chambord, à Bourg-la-Reine (Seine).

ROUDET (**L.**), Professeur au Lycée de Nancy (Meurthe-et-Moselle).

ROUMAILLAC, Docteur en Médecine, à Captieux (Gironde).

ROUSSEAU, Professeur à l'Université, 20, rue Vauthier, à Ixelles-Bruxelles (Belgique).

ROUSSELET, Proviseur du Lycée de Saint-Étienne (Loire).

ROUSSELOT (l'abbé), Professeur à l'Institut catholique, 74, rue de Vaugirard, Paris, 6e.

ROUTIN (**Joseph-Louis**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur-Conseil, 15, rue Émile-Zola, à Lyon (Rhône).

ROUX (**Gaston**), Ingénieur-Conseil, Directeur du Bureau de Contrôle des installations électriques, 12, rue Hippolyte-Lebas, Paris, 9e.

ROY, Industriel, 21, rue Béranger, Paris.

ROY (**Georges-Eugène**), Chef des Travaux de Physique à la Faculté des Sciences, 11 *bis*, rue René-Fleutelot, à Dijon (Côte-d'Or).

ROYCOURT (**Eugène**), Constructeur électricien, successeur de M. Bonetti, 69, avenue d'Orléans, Paris, 14e.

ROZET (Mlle **Thérèse**), Professeur au Lycée de jeunes filles, 4, rue du Chilon, Le Havre (Seine-Inférieure).

ROZIER (**F.**), Docteur en Médecine, 12, rue de Buci, Paris, 6e.

RUBENS (Dr **Heinrich**), Professeur à l'Université de Berlin (Allemagne).

RUSCH (**Franz**), Dr ès sciences, Ingénieur électricien, Nordstrasse 148, à Zurich 10 (Suisse).

RYKATCHEFF (Général), Directeur de l'Observatoire physique central Nicolas, Wassiliewski Ostrow, 33, ligne n° 2, à Saint-Pétersbourg (Russie).

MM.

RYSSELBERGHE (**François van**), Docteur ès sciences, Professeur à l'Athénée de Saint-Gilles-Bruxelles, 20, rue Henri-Wafelaerts, Saint-Gilles-Bruxelles (Belgique).

SACERDOTE (**Paul**), Dr ès sciences, Professeur au Collège Chaptal, 3, rue Danton, Paris, 6e.

SACRED HEART COLLEGE, à Shembagamur, Madura-District (Indes anglaises).

SADOWSKY (**Alexandre**), Professeur de Physique à l'Université impériale, à Dorpat (Russie).

SAGNAC (**Georges**), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences, 4, rue Boissonnade, Paris, 14e.

SAÏD (**D. Mehmeh**), Ingénieur attaché technique à l'ambassade de Turquie, 106, boulevard Arago, Paris, 14e.

SAINDERICHIN, Ingénieur, 47, rue Alexandre III, à Dunkerque (Nord).

SAINTE-CLAIRE DEVILLE (**Émile**), Ingénieur à la Compagnie parisienne du Gaz, 73, rue Berthier, Paris, 17e.

SAINTE-CLAIRE DEVILLE (**Henri**), ancien Directeur des Manufactures de l'État, Administrateur délégué de la Société anonyme des anciennes salines domaniales de l'Est, 95, rue de Courcelles, Paris, 17e.

SAINT-CYR (**Auguste**), Professeur au Lycée, Beauvais (Oise).

SAINTIGNON (**F. de**), Maître de forges à Longwy (Meurthe-et-Moselle).

SAINT-JOHN (**Charles-Edward**), Professor of Physics, Oberlin College, 125, Elm St., Oberlin, Ohio (États-Unis).

SAIVRE (**Maurice de**), Ingénieur diplômé de l'École supérieure d'Électricité, 52, rue de Vaugirard, Paris, 6e.

SALADIN (**Édouard**), Ingénieur civil des Mines, Ingénieur principal attaché à la Direction des Établissements Schneider et Cie, 42, rue d'Anjou, Paris, 8e.

SALET (**P.**), Attaché à l'Observatoire de Paris, 120, boulevard Saint-Germain, Paris, 6e.

SALLES (**Adolphe**), 1, rue Rabelais, Paris, 8e.

SALLES (**Édouard**), Licencié ès sciences Physiques, Attaché au Laboratoire de Recherches physiques de la Sorbonne, 58, rue de Clichy, Paris, 9e.

SALMON, Professeur au Lycée, 27, rue Louis-Laget, à Nîmes (Gard).

SALTYKOW (**N.-N.**), Professeur de Mécanique théorique à l'Université impériale, Mironocytzkaia ploschad, 16, à Charkow (Russie).

SALVAING (**Félix**), Professeur au Collège, 11, rue de Sorèze, à Revel (Haute-Garonne).

SALVIONI (**Enrico**), Professeur à l'Université, Institut de Physique de l'Université de Pavie (Italie).

SANDOZ (**Albert**), Préparateur des Travaux pratiques de Physique à la Faculté de Médecine, 97, boulevard Arago, Paris, 14e.

SANTAIS (l'abbé), Vicaire à Saint-Romain, 33, rue Bouquet, à Rouen (Seine-Inférieure).

SANTERRE, 23, quai d'Orsay, Paris, 7e.

MM.

SARASIN (**E.**), Docteur ès sciences, Grand Saconnex, à Genève (Suisse).

SARDING (**Jean-Marie-Auguste**), Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Toulouse (Haute-Garonne).

SARRAN (**E.**), Professeur au Lycée, 20, cours Pasteur, à Bordeaux (Gironde).

SARAZIN, Professeur à l'École des Arts et Métiers et à l'École de Médecine, 22, rue Paul-Bert, à Angers (Maine-et-Loire).

SAUTTER (**Gaston**), Ingénieur, 26, avenue de Suffren, Paris, 15e.

SAUVAGE (**E.**), Postes et Télégraphes, au Cap Saint-Jacques (Cochinchine).

SAWTELLE (**William-Otis**), of Formaly Instructor in Physics Massachusetts Institute of Technology, 29, Ware-st., Cambridge, Mass. (États-Unis).

SCARPA (**Oscar**), Docteur ès sciences physiques, Professore i di electrochimica nella R. Scnola Sup. Politecnica, e. p. di chimica fisica nella R. Universita R. di Napoli (Italie).

SCHAFFERS (R. P. **Victor**), S. J., Docteur ès sciences physiques et mathématiques, Professeur au Collège de la Compagnie de Jésus, 11, rue des Récollets, à Louvain (Belgique).

SCHILLER (**Nicolas**), Professeur émérite, Membre du Conseil ministériel de l'Instruction publique, Serguiewskaia 67, à Saint-Pétersbourg (Russie).

SCHMID (**Ch.**), Mécanicien-Constructeur, à Bar-le-Duc (Meuse).

SCHOOP (**Max-Ulrich**), Ingénieur électrochimiste, 130, rue Henri-Litolff, à Bois-Colombes (Seine).

SCHULHOF (Mlle), Professeur au Lycée de jeunes filles de Poitiers (Vienne).

SCHURR, Docteur ès sciences, Professeur au Lycée, 60, rue Pont-de-Garonne, à Agen (Lot-et-Garonne).

SCHWEILDER (**Egon Ritter von**), Dr Phil. Professeur à l'Université, Inenkenstrasse, 3, Vienne IV (Autriche).

SCHWEITZER (**Alfred**), Dr Ph. Professeur honoraire à l'École Polytechnique, Wilfridstrub, à Zurich (Suisse).

SCIAMA, Ingénieur civil des Mines, Directeur de la Maison Breguet, 15, rue Bizet, Paris, 16e.

SCOBELZINE (**Wladimir**), Professeur au Polytechnicum, Sosnowka, à Saint-Pétersbourg (Russie).

SEBERT (le Général), Membre de l'Institut, 14, rue Brémontier, Paris, 17e.

SECRETAN (**G.**), Ingénieur opticien, 13, place du Pont-Neuf, Paris, 1er.

SEDZIAK (**François**), Ingénr électricien, Directeur de Dours Draft Boiler and Machine Co, 23d Corner of Papin street, à Saint-Louis, Missouri (États-Unis).

SEE (**Thomas-Jefferson-Jackson**), A. M. Ph. D. Bexol, Professor Mathematics U. S. Navy, Naval Observatory, Mare Island, California (États-Unis).

SÉE (**Alexandre**), ancien Élève de l'École Polytechnique, 62, rue Brûle Maison, à Lille (Nord).

SEIGNIER (**Pierre**), Professeur au Lycée de Roanne (Loire).

SELBY (**Arthur-L.**), Professor of Physics, University College of South Wales, 3, Palace Road. Llandaff, Cardiff (Angleterre).

SELIGMANN-LUI, Inspecteur général des Télégraphes, 78, rue Mozart, Paris, 16e.

MM.

SELIGMANN (Max), Professeur de Physique à l'Athénée Royal, 61, rue de la Culture, à Bruxelles (Belgique).

SENATORE (Vincenzo), Dottore in Fisica, Assistente volontario presso l'Istituto fisico della R. Universita di Napoli (Italie).

SENTIS, Professeur au Lycée, 17, boulevard de Bonne, à Grenoble (Isère).

SERPOLLET, Ingénieur, 11, rue de Stendhal, Paris, 20e.

SERRÉ-GUINO, Examinateur honoraire à l'École de Saint-Cyr, 114, rue du Bac, Paris, 7e.

SERRES (Adalbert), Professeur au Lycée, 31, rue de la Franchise, à Bordeaux (Gironde).

SHORTER (Lewis-R.), B. Sc. de l'Université de Londres, 55, Campden Hill Road, Kensington, London W. (Angleterre).

SIEGLER, Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, Ingénieur en chef de la voie des Chemins de fer de l'Est, 48, rue Saint-Lazare, Paris, 9e.

SIEGLER (Jean), Ingénr des Mines, 14, rue Gambetta, à St-Étienne (Loire).

SIERTSEMA (L.-Hendrik), Dr Professeur de Physique à la « Technische Hoogeschool », Onde Delft, 36, à Delft (Hollande).

SIGALAS (Dr C.), Professeur de Physique à la Faculté de Médecine et de Pharmacie, 67, rue de la Teste, à Bordeaux (Gironde).

SIMON (L.-J.), Sous-Directeur du Laboratoire de Chimie à l'École Normale supérieure, 15, rue Vauquelin, Paris, 5e.

SIMONIN, Professeur au Lycée de Gap.

SIRVENT, Professeur au Lycée Saint-Louis, 73, rue de Rennes, Paris, 6e.

SISSINGH (R.), Docteur, Professeur à l'Université, Oosterpark, 79, à Amsterdam (Hollande).

SKOTTOWE (A.-B.), Directeur de l'Eastern Extension Telegraph Co, à Hong-Kong (Chine).

SMITH (Reginald-Thomas), Ba. Wh. Sc. Head of Mathematical Department, Woolwich Polytechnic, Woolwich (Angleterre).

SMOLUCHOWSKI DE SMOLAN (le Chevalier **M.**), Docteur ès Sciences, Profr à l'Université Leopole, Duglosza, 8, rue Leopole, Lemberg (Autriche).

SOCIEDAD DE INGENIEROS, Apatardo Corres, no 981, à Lima (Pérou).

SOCIETA D'INCORAGGIAMENTO D'ARTI E MESTIERI, 18, via S. Marta, Milan (Italie).

SOISSON (Guillaume), Profr de Physique à l'École industrielle et commerciale, 1, rue de l'Athénée, à Luxembourg (Grand-Duché de Luxembourg).

SOKOLOW (Alexis), Professeur de Physique à l'Université de Moscou (Russie).

SOLVAY (Ernest), Industriel, 43, rue des Champs-Élysées, à Bruxelles (Belgique).

SORBIER (J.), Professeur au Collège de Bône (Algérie).

SORET (Adrien), Professeur au Lycée, 11, rue Edmond-Morin, au Havre (Seine-Inférieure).

SOYER (Auguste), Agrégé, Professeur an Lycée de Tournon (Ardèche).

SPARRE (le Comte **Magnus-Louis-Marie de**), Doyen de la Faculté catholique des Sciences, 7, avenue de l'Archevêché, à Lyon (Rhône).

MM.

SPRING (W. V.), Membre de l'Académie Royale, Professeur à l'Université, 38, rue Beckmann, à Liége (Belgique).

STACKELBERG (baron **Édouard de**), Reval Dom Ritterhaus (Russie).

STANOÏEVITCH, Professeur à l'Université de Belgrade (Serbie).

STAPFER (Daniel), Ingénieur, boulevard de la Mayor, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

STEARNS (Herman-D.), Professor of Physics, Monrovia, California (États-Unis).

STEFANELLI (Pietro), Dr Professeur au Lycée Galatina (Italie).

STEPANOFF (A.), ancien Professeur de Physique, Lesnoï, rue Kropotkinskaïa, n° 4, à Saint-Pétersbourg (Russie).

STEVENS (James-Stacy), M. S., Professor of Physics of Maine Dean filter College of Arts and Sciences, Orono, Maine (États-Unis).

STIASSNIE (Maurice), Opticien, 204, boulevard Raspail, Paris, 14e.

STREET (Charles), Ingénieur des Arts et Manufactures, 3, rue Legendre, Paris, 17e.

STROUHAL (Vincent), Docteur Ph., Professeur à l'Université de Bohême, Conseiller à la Cour, Clementinum, Institut de Physique, Prague (Bohême).

STSCHEGLAYEF (Woldemar), Professeur de Physique à la Haute-École technique de Moscou (Russie).

STUTZ (Émile-Henri), Lieutenant de vaisseau à bord du *Suffren*, Escadre de la Méditerranée.

SULZER (E.-C.), Docteur en Médecine, 22, rue de Tocqueville, Paris, 17e.

SWINTON (Alan-A.-Campbell), Ingénieur, 66, Victoria Street Westminster, Londres (Angleterre).

SUZOR (Georges-W.), Ingénieur, 80, Settlement, à Yokohama (Japon).

SWYNGEDAUW (R.), Professeur de Physique et d'Électricité industrielle à la Faculté des Sciences, 1, rue des Fleurs, à Lille (Nord).

SYRMEN (Louis-Pierre), Professeur au Collège de Sarlat (Dordogne).

SZARVADY, Ingénieur des Arts et Manufactures, Répétiteur à l'École Centrale, 4, rue Théodule-Ribot, Paris.

SZARVASSI (Arthur), Dr Privat docent et adjoint Deutsche Technische Hochschule, à Brünn (Autriche).

TAILLEFER (André), ancien Élève de l'École Polytechnique, 215, boulevard Saint-Germain, Paris, 7e.

TAMARU (Takurô), Professeur adjoint à l'Université, Collège des Sciences, Université de Tôkyô (Japon).

TANGL (Charles), Profr à l'Université, Monostori ut 72, à Kolozvar (Hongrie).

TARIEL (Paul), Docteur en Médecine, 19, rue Kléber, à Issy-les-Moulineaux (Seine).

TARRADE, Attaché au Bureau international des Poids et Mesures, au Pavillon de Breteuil, à Sèvres (Seine-et-Oise).

TEISSERENC DE BORT (Léon), Directeur de l'Observatoire de Météorologie dynamique, 33, rue Dumont-d'Urville, Paris, 16e.

MM.

TÉLÉGRAPHIE MILITAIRE (**Dépôt central de la**), 51, boulevard de La Tour-Maubourg, Paris, 7e.

TEPLOFF (**N.**), Colonel du Génie impérial russe, rue Vladimir-Kaies, 15, Maison Friedrichs, à Saint-Pétersbourg (Russie).

TERADA (**Torahiko**), Professeur au Collège des Sciences, à Tokio (Japon).

TERMIER, Ingénieur en chef des Mines, Professeur à l'École nationale des Mines, 164, rue de Vaugirard, Paris, 15e.

TERRIER, Professeur au Lycée, 38, rue du Bel-Air, à Laval (Mayenne).

THÉLIER (**Marcel**), 9, avenue de Messine, Paris, 8e.

THÉNOZ, Principal du Collège, chargé du Cours de Physique, à Salins (Jura).

THIESEN (Dr **Max**), Professeur Physikalischen Technische Reichsanstalt, Charlottenburg-Berlin (Allemagne).

THOMAS, Professeur à l'École supérieure des Sciences d'Alger (Algérie).

THOMPSON (**Silvanus-P.**), Professeur à Finsbury Technical College, Morland, Chislett Road, West Hampstead, Londres N.-W. (Angleterre).

THOMSON (**J.-J.**), D. Sc; L. L. D., F. R. S. Fellow of Trinity college Cambridge, Cavendish professor of experimental Physics Cambridge and Professor of natural Philosophy at the Royal Institution, London, Holmleigh, West Road, Cambridge (Angleterre).

THOUVENEL (**N.**), Professeur au Lycée Charlemagne, 19, boulevard Morland, Paris, 4e.

THOVERT, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Grenoble, chemin Saint-Jean, à la Tronche (Isère).

THURNEYSSEN (**J.**), ancien Élève de l'École Polytechnique, successeur de la maison Alvergniat-Chabaud, 58, rue Monsieur-le-Prince, Paris, 6e.

TIAN, Préparateur de Physique industrielle à la Faculté des Sciences, 26, rue Saint-Savournin, Marseille (Bouches-du-Rhône).

TIMIRIAZEFF, Professeur à l'Université et à l'Académie agronomique de Moscou (Russie).

TISSIER. Professeur au Lycée Voltaire, 1, rue Mirbel, Paris, 5e.

TISSOT (Mme), 2, cité d'Antin, à Brest (Finistère).

TISSOT (**C.**), Lieutenant de vaisseau, Professeur de Physique à l'École Navale, à Brest (Finistère).

TOMBECK, Docteur ès sciences, 23, avenue de Versailles, à Choisy-le-Roi (Seine).

TOMMASINA (**Thomas**), Docteur ès sciences, Membre de l'Institut national et de la Société de Physique de Genève, Villa Mon-Ermitage sur Champal, près Genève (Suisse).

TONARELLI, Proviseur du Lycée de Chambéry (Savoie).

TONTA (**Cav. Dottor Italo**), Medico Chirurgo Piazza Duomo Portici Settentli 25 1° Po Nobile Milano (Italie).

TORCHEBEUF (**Ch.**), Constructeur d'instruments de Physique, 15, rue de l'Estrapade, Paris, 5e.

TOTCHIDLOWSKY (**Ignace**), Assistant de Physique à l'Université d'Odessa (Russie).

MM.

TOUANNE (**G. de la**), Ing[r] des Télégraphes, 80, rue Bonaparte, Paris, 6[e].

TOUDOROWSKY (**Alexandre**), Assistant au Laboratoire de Physique du Polytechnicum, Les noj. Sonowska, Institut de Physique à Saint-Pétersbourg (Russie).

TOUPOT (**J.-E.**), Curé de Robert-Espagne (Meuse).

TOUREN (**Charles**), Prof[r] au Collège Rollin, 56, rue Gay-Lussac, Paris, 5[e].

TOURRIOL (**Jean**), Professeur au Lycée, 19, boulevard Gambetta, à Grenoble (Isère).

TRABAREL, Professeur de Physique au Collège de Perpignan (Pyrénées-Orientales).

TRIPIER (D[r] **A.**), 8, rue de Castellane, Paris, 8[e].

TRIPIER, Ingénieur électricien, 17, rue Alphonse-de-Neuville, Paris, 17[e].

TRIPPE (**Paul**), Professeur au Lycée d'Alger (Algérie).

TROOST, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 84, rue Bonaparte, Paris, 6[e].

TSAKALOTOS (**Demétrius**), D[r] Phil. Professeur agrégé de Chimie à l'Université, place de la Liberté, 10 A, à Athènes (Grèce).

TSCHERNING (D[r] **Marius**), Directeur du Laboratoire d'Ophtalmologie à la Faculté des Sciences, 15, rue de Mézières, Paris, 6[e].

TSCHILAEFF (**André**), Assistant à l'Institut technologique, Sergienskaia 81, 19, à Saint-Pétersbourg (Russie).

TULEU (**Charles**), Ingénieur, 58, rue d'Hauteville, Paris, 10[e].

TURPAIN (**Albert**), Professeur à la Faculté des Sciences, 95, rue de la Tranchée, à Poitiers (Vienne).

UCHARD (**A.**), Chef d'escadron d'Artillerie, 33, rue Voltaire, à Brest (Finistère).

UHLER (**H.-S.**), Yale Station, New Haven Conn. (États-Unis).

ULLMANN (M[lle]) Professeur au Lycée de jeunes filles, 10, rue des Écoles, Chambéry (Savoie).

ULLMANN (**Jacques**), Constructeur électricien, 16, boulevard Saint-Denis, Paris, 10[e].

UNIVERSITÉ DE SYDNEY, Nouvelle-Galles du Sud (Australie).

VAGNIEZ (**Édouard**), 14, rue Lemercier, à Amiens (Somme).

VAISSE (**Élie-Émile-Samuel**), Profes[r] au Collège d'Embrun (Hautes-Alpes).

VALBREUZE (**Robert de**), ancien Officier du Génie, Ingénieur électricien, Secrétaire de la rédaction de l'*Éclairage électrique*, Administrateur-délégué de la Société de Construction de véhicules automobiles, 8, rue de Lévis, Paris, 17[e].

VAN DE VYVER-GRAU (**L.-N.**), D[r] ès sciences, Professeur à l'Université, 63, boulevard de la Citadelle, à Gand (Belgique).

VARENNE (**de**), 7, rue de Médicis, Paris, 6[e].

VARIN (l'abbé), Professeur à l'École Saint-Sigisbert, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

MM.

VARRET (René), Ingénieur-électricien, Constructeur de machines électriques 39, rue Rivay, à Levallois-Perret (Seine).

VASSEUR (Alfred), villa Les Primevères, à Beau-Soleil (Alpes-Maritimes).

VAUGEOIS (Jean-Georges), Ingénieur électricien, Fabricant d'accumulateurs, 20, rue du Congrès, à Asnières (Seine).

VAUTIER (Théodore), Professeur adjoint de Physique à la Faculté des Sciences, 30, quai Saint-Antoine, à Lyon (Rhône).

VAYSSIÈRES (Louis), Professeur au Lycée, 35, boulevard Jeu de Paume, à Montpellier (Hérault).

VEILLON (Henri), Docteur en Philosophie, Professeur à l'Université, 27 rue Euler, à Bâle (Suisse).

VELTER (Pierre-Jules-Edmond), Ingénieur des Arts et Manufactures, 42, rue Falguière, Paris, 15e.

VENOT (Mlle Anne-Marie-Marguerite), Professeur agrégée des Sciences au Lycée de jeunes filles, 18, cours Lafayette, à Lyon (Rhône).

VENTURINO VENTURINI, Dr Ph. Assistente all' Istituto fisico R. Universita, Napoli (Italie).

VERNIER (Camille), Professeur de Physique au Collège de Moissac (Tarn-et-Garonne).

VERNIER (Victor), Professeur au Lycée, 44, rue Berlier, à Dijon (Côte-d'Or).

VERNIER, Maître Répétiteur au Lycée Louis-le-Grand, 123, rue Saint-Jacques, Paris, 5e.

VICENTINI (Giuseppe), Professeur de Physique à l'Université de Padoue (Italie).

VIDAL (Gaston), Professeur au Collège, 33, avenue Denfert-Rochereau, à Auxerre (Yonne).

VIÉ (Frédéric), Ingénieur, ancien Élève de l'École Polytechnique, à la distillerie Delanne, à Seclin (Nord).

VIEILLE, Membre de l'Institut, Directeur des Poudres et Salpêtres, 12, quai Henri IV, Paris, 4e.

VIGNON (Léo), Professeur à la Faculté des Sciences de l'Université, Institut de Chimie, rue de Béarn, à Lyon (Rhône).

VIGOUROUX (Dr R.), 53, avenue Trudaine, Paris, 9e.

VIGUIER (Paul-Louis), Professeur au Lycée, Villa des Lilas, Croix-du-Prince, à Pau (Basses-Pyrénées).

VILLARD (P.), Docteur ès sciences, 45, rue d'Ulm, Paris, 5e.

VILLET (Paul), Directeur des Tabacs, à la Manufacture des Tabacs, à Riom (Puy-de-Dôme).

VILLIERS (Antoine), Professeur à l'École supérieure de Pharmacie, 30, avenue de l'Observatoire, Paris, 14e.

VINCENT, Professeur au Lycée Saint-Louis, 26, rue de Staël, Paris, 15e.

VINCENT (l'abbé), Professeur à l'Institution Saint-François-de-Sales, à Alençon (Orne).

VIOLET (Léon), 167, rue de Rennes, Paris, 6e.

MM.

VIOLLE, Membre de l'Institut, Professeur au Conservatoire national des Arts et Métiers, 89, boulevard Saint-Michel, Paris, 5e.

VOIGT, Professeur honoraire du Lycée de Lyon, à Géanges, par Saint-Loup-de-la-Salle (Saône-et-Loire).

VOIGT (Woldemar), Professeur à l'Université de Gœttingen (Allemagne).

VOISENAT (Jules), Ingénieur en chef des Télégraphes, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

VOLTA (Alessandro), Ir Conte cav., Professeur au R. Liceo Manzoni, via Vigna, 2, à Milan (Italie).

VOLTERRA (Vito), Professeur de Physique mathématique à l'Université, via in Lucina, 17, à Rome (Italie).

VORGES (Henry de), Ingénieur des Arts et Manufactures, Ingénieur électricien, 1, place de Wagram, Paris, 17e.

VOUILLEMIN, Capitaine d'Artillerie, 155, boulevard de la Reine, à Versailles (Seine-et-Oise).

VUILLET (Mlle), Professeur au Lycée de jeunes filles de Lons-le-Saunier (Jura).

VUILLET (Eugène), Professeur à l'École normale de Grenoble (Isère).

WAALS (VAN DER), Professeur à l'Université d'Amsterdam (Hollande).

WACHSMUTH (Richard), Prof. Dr Physikalisches Institut der Physikalischer Vereins, à Franckfurt-a.-Main (Allemagne).

WAHA (de), ancien Professeur de Physique, à Luxembourg (Grand-Duché de Luxembourg).

WAIDNER (Chas.-W.), Phil. Dr Associate Physic. Bureau of Standards, Washington D. C. (États-Unis).

WALCKENAER (Charles), Ingénieur en chef des Mines, Professeur à l'École des Ponts et Chaussées, 218, boulevard Saint-Germain, Paris, 7e.

WALLON (Étienne), Professeur au Lycée Janson-de-Sailly, 65, rue de Prony, Paris, 17e.

WATENNAN (Frank-Allan), Professor of Physics, Smith College, Northampton, Massachusetts (États-Unis).

WATTEVILLE (C. de), Dr ès sciences, 96, avenue Henri-Martin, Paris, 16e.

WEIL (Albert), Docteur, 21, rue d'Édimbourg, Paris, 8e.

WEINBERG (Boris), Privat-docent de Physique à l'Université, Pessotschnaia 10, Saint-Pétersbourg (Russie).

WEISS (Dr **Georges**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, Professeur agrégé de Physique à la Faculté de Médecine, 20, avenue Jules-Janin, Paris, 16e.

WEISS (Pierre), Professeur à l'École Polytechnique de Zurich (Suisse).

WEISSMANN (Gustave), Ingénieur des Constructions civiles E.C.P., 47, rue de Boulainvilliers, Paris, 16e.

WENGLER (Michel), Docteur ès sciences, Professeur de Physique au Gymnase, à Echternach (Grand-Duché de Luxembourg).

WERLEIN (Ivan), Constructeur d'instruments d'Optique, à Arcueil (Seine).

WERTHEIM SALOMONSON (I.-K.-A.), Professeur de Neuropathologie et d'Électrothérapie à l'Université, 43, Vonaelstraat, à Amsterdam (Hollande).

MM.

WEST (**Émile**), Ingénieur, 29, rue Jacques-Dulud, à Neuilly-sur-Seine.

WEYHER, Ingénieur, Administrateur-Directeur de la Société centrale de Construction de Machines, 36, rue Ampère, Paris, 17e.

WHITEHEAD (**John-B.**), Ph. Dr John Hopkins University, Baltimore, Maryland (États-Unis).

WIEDEMANN (**Eilhard**), Professeur de Physique, à Erlangen (Allemagne).

WILLIAMS, Libraire, 14, Henrietta Street, Covent Garden, Londres W. C. (Angleterre).

WILLOT (**A.**), Licencié ès sciences, Institut catholique d'Arts et Métiers, 6, rue Auber, à Lille (Nord).

WIND (**C.-H.**), Docteur Professeur de Mathématiques et de Mécanique théorique à l'Université d'Utrecht (Hollande).

WINYCOMB (**Thomas-Bernard**), M. A. Lecturer in Physics, Sinn Frein Shooters Hill London (Angleterre).

WITKOWSKI (**Auguste**), Professeur de Physique, Laboratoire de Physique de l'Université de Cracovie (Autriche).

WITZ (**Aimé**), Ingénieur civil, Professeur aux Facultés catholiques, 29, rue d'Antin, à Lille (Nord).

WOLCOTT (**Edson-Ray**), General manager, Care of the Rankin Chemical Reduction C^o, 708, Railroad Street Joliet, Illinois (États-Unis).

WOLF (**Charles**), Membre de l'Institut, Astronome honoraire de l'Observatoire, Professeur honoraire à la Faculté des Sciences, 36, avenue de l'Observatoire, Paris, 14e.

WOLFF (Dr **Edmond**), Professeur à l'École de Médecine, 52, rue Bernard-Palissy, à Tours (Indre-et-Loire).

WOULFF (**Georges**), Professeur de Minéralogie à l'Université de Varsovie (Russie).

WUILLEUMIER (**H.**), Docteur ès sciences, Ingénieur, 46, rue Lepic, Paris, 18e.

WULFF (**Ph.-Th.**), Professeur de Physique, Collège St-Ignace, Walkenburg, Limburg (Hollande).

WYROUBOFF (**G.**), Professeur au Collège de France, 20, rue Lacépède, Paris, 5e.

YESARES BLANCO (**Ricardo**), Ingénieur électricien, Almansa, 16, Hôtel, à Madrid (Espagne).

YOUNÈS (**René**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Ingénieur adjoint à l'Ingénieur en chef, Chemin de fer du Yunnan, par Laokay (Tonkin).

YVON (**P.**), Membre de l'Académie de Médecine, 26, avenue de l'Observatoire, Paris, 14e.

ZALACOSTAS (**Pierre-N.**), Directeur du Laboratoire de Chimie au Ministère des Finances, 15, rue d'Adrien, à Athènes (Grèce).

ZALCE (**Ramon-N.**), Photographe, 2, calle de Jazminez, 15, apartado postal n° 75, Morelia (Mexique).

MM.

ZAREMBA (Stanislas), Professeur à l'Université et Correspondant de l'Académie des Sciences de Cracovie, rue Biskupia, 5, à Cracovie (Autriche).

ZEEMAN, Professeur à l'Université, 158, Stadhouderstrase, à Amsterdam (Hollande).

ZEGERS (Louis-L.), Ingénieur des Mines du Chili, 1262, Augustinas, à Santiago (Chili).

ZEMPLÉN (Győző), Docteur ès sciences, Professeur agrégé à l'Université, VIII Esterhazy utca 3, à Budapest (Hongrie).

ZERVOS (Paniotis), Docteur ès sciences mathématiques de l'Université d'Athènes, Professeur de Mathématiques, 1, rue Derbenion, à Athènes (Grèce).

ZETTER (Charles), Ingénieur des Arts et Manufactures, Directeur de la Compagnie française d'appareillage électrique, 16, rue Montgolfier, Paris, 3e.

ZIKENDRAHT (Dr Hans), assistant à l'Institut de Physique, à Bâle (Suisse).

ZILOFF (Pierre), Professeur de Physique à l'Université, 9, rue Nicolas, à Kieff (Russie).

ZIMMERN (A.), Dr, Professeur agrégé à la Faculté de Médecine, 19, rue Bassano, Paris, 16e.

ZIVY (Louis), Professeur au Lycée de Douai (Nord).

Janvier 1908.

Prière d'adresser les rectifications et changements d'adresse à M. A. Sandoz, agent général de la Société, 97, boulevard Arago (14e).

40589 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS, quai des Grands-Augustins, 55.

